

Bachelorarbeit

Lichtinduzierte atomare Desorption mit Nanosekundenpulsen

Philipp Noack

am 02. September 2019

Vorgelegt am 5. Physikalischen Institut
Universität Stuttgart



Prüfer: Prof. Tilman Pfau

Eigenständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit,

- dass ich meine Arbeit selbständig verfasst habe,
- dass ich keine anderen als die angegebenen Quellen benutzt und alle wörtlich oder sinngemäß aus anderen Werken übernommenen Aussagen als solche gekennzeichnet habe,
- dass die eingereichte Arbeit weder vollständig noch in wesentlichen Teilen Gegenstand eines anderen Prüfungsverfahrens gewesen ist,
- dass ich die Arbeit weder vollständig noch in Teilen bereits veröffentlicht habe, es sei denn, der Prüfungsausschuss hat die Veröffentlichung vorher genehmigt, und
- dass der Inhalt des elektronischen Exemplars mit dem des Druckexemplars übereinstimmt.

Stuttgart, der 2. September 2019,

Philipp Noack

Inhaltsverzeichnis

Eigenständigkeitserklärung	iii
Inhaltsverzeichnis	v
1 Einleitung	1
2 Die Mikrozelle	2
2.1 Optischer Fokus mit hoher numerischer Apertur	2
2.1.1 Optische Grundlagen	2
2.1.2 Optischer Aufbau	4
2.1.3 Messmethode	5
2.1.4 Ergebnisse	6
2.2 Verwendung der Mikrozelle	10
2.2.1 Grundlagen	10
2.2.2 Optischer Aufbau	12
2.2.3 Positionierung der Zelle im Fokus	12
2.2.4 Kalibrierung der Zelldicke	14
3 Lichtinduzierte atomare Desorption	17
3.1 Der LIAD-Laser	17
3.1.1 Grundlagen	18
3.1.2 Optischer Aufbau des Lasers	19
3.1.3 Laserpulse bei verschiedenen Pulsenergien	22
3.1.4 Laserpulse bei verschiedenen Repetitionsraten	24
3.2 LIAD-Messungen	27
3.2.1 Grundlagen der LIAD	27
3.2.2 Messmethode	28
3.2.3 Ergebnisse	29
4 Zusammenfassung und Ausblick	34
Literatur	I
Danksagung	III

1 Einleitung

Die Messung von Zeitdifferenzen gehört zu den präzisesten Messungen, die in der heutigen Physik vorgenommen werden können. Heutzutage ist es möglich, die Zeit mit einer absoluten Unsicherheit von bis zu 10^{-18} zu messen [1].

Ermöglicht wird diese Präzision durch die Messung der Zeit mit Atomuhren. Bei einer Atomuhr wird meist die Frequenz des Übergangs zwischen Hyperfeinstruktur-Niveaus des Grundzustands eines Alkalimetalls verwendet, um die Uhr mit dieser bekannten Frequenz zu synchronisieren. Eine Möglichkeit, eine solche Atomuhr zu realisieren, ist die Verwendung von Alkalimetallen in Dampfzellen.

Ein Vorteil dieser Dampfzellen besteht darin, dass sie auf mikroskopischem Maßstab auf Chips platziert werden können [2], um Funktionen, wie Atomuhren, Magnetometer oder Gyroskope zu realisieren. Diese mikroskopischen atomaren Systeme zeichnen sich durch hohe Präzision und Stabilität aus, die sogar zur Massenproduktion geeignet sind [3].

In der Arbeitsgruppe des 5. Physikalischen Instituts werden atomare Dampfzellen nicht nur als Sensor verwendet, sondern auch als Quellen für Einzelphotonen genutzt. Es ist bereits gezeigt worden, dass es möglich ist, in einem heißen Dampf über Raumtemperatur auf deterministische Weise Einzelphotonen zu erzeugen [4, 5].

Zur Realisierung eines solchen Systems ist es nötig, die atomare Dichte innerhalb der Mikrozelle um ein Vielfaches zu erhöhen, da das Volumen in einer solchen Zelle sehr klein ist. Hierfür wird der Effekt der **lichtinduzierten atomaren Desorption** (LIAD) [6, 7, 8] genutzt. Hierbei werden in einem Vorgang, der dem photoelektrischen Effekt ähnelt, Atome, die sich auf der Innenwand der Zelle gebunden haben, durch Lichteinstrahlung abgelöst und tragen damit zur Konzentration innerhalb des Zellvolumens bei.

Der LIAD-Effekt zur Desorption von Alkalimetallen wie Natrium, Caesium oder Rubidium ist schon auf einer Vielzahl von Oberflächen untersucht worden, unter anderem Metall-Oberflächen [9], Glimmer- oder Lithiumfluorid-Schichten [10] und Oxide-Oberflächen oder Paraffin Beschichtungen [11], porösen Gläsern [8, 12, 13] oder Polydimethylsiloxan-Schichten [14, 15].

In der Vergangenheit war es bereits möglich, die optische Dichte innerhalb einer Mikro-Dampfzelle mit dem LIAD-Effekt signifikant zu erhöhen [4]. Hier wurden Pulse bei 480 nm mit einer Pulsbreite von ca. 2,5 ns und einer Repetitionsrate von 50 Hz verwendet. Heute wird ein Laser bei 532 nm mit einer Repetitionsrate von bis zu 50 kHz verwendet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Lasersystem, das die Pulse liefert, aufgebaut und erste Messungen des LIAD-Effekts durchgeführt. Dafür musste der Laser auf dem optischen Tisch platziert und durch passende optische Elemente erweitert werden, um den Laser zu kontrollieren. Außerdem wurde die Dampfzelle in den Versuchsaufbau eingesetzt und ihre Zelldicke kalibriert. Anschließend konnten die ersten LIAD-Messungen mit dem neuen Aufbau durchgeführt und ausgewertet werden.

2 Die Mikrozele

Ein wichtiger Bestandteil dieser Arbeit ist die verwendete Rubidium-Dampfzelle, in der der LIAD-Prozess stattfindet.

Dabei handelt es sich um eine keilförmig gebaute Zelle aus Siliciumdioxid (SiO_2), die bereits in der Arbeit von Fabian Ripka [4] verwendet wurde. Die beiden Glasplatten, die die Fenster der Zelle bilden, haben entlang der Zelle einen größer werdenden Abstand und schließen das Rubidium in ihrem Inneren ein. Zusätzlich ist das Innenvolumen der Zelle noch mit einem Röhrchen verbunden, in dem sich flüssiges Rubidium befindet. Dieses Reservoir wird zusammen mit der eigentlichen Zelle erhitzt, um die Konzentration an Rubidium im Volumen der Zelle zu erhöhen.

Aufgrund der Erwärmung kann es zu Reaktionen des Rubidiums mit dem Siliciumdioxid kommen, die die Zelle langfristig schädigt. Um diese Art von Reaktionen zu vermeiden, ist die Zelle mit Saphir (Al_2O_3) beschichtet.

Die Zelle ist 5 cm lang, hat eine Höhe von 2,5 cm und der Abstand zwischen den Glasplatten im Inneren der Zelle ist im Bereich einiger Mikrometer.

Zur optimalen Verwendung der Zelle ist es aufgrund ihrer geringen Zelldicke wichtig, die Laserstrahlen zu fokussieren und die Zelle im Fokus zu positionieren. Vorher müssen allerdings die verwendeten Laser im Bereich der Zelle überlappt werden.

2.1 Optischer Fokus mit hoher numerischer Apertur

Zunächst muss der Fokus der Laser charakterisiert werden. Aufgabe ist es, die beiden beteiligten Laser übereinander zu legen und anschließend den Fokus mithilfe einer Lochblende zu vermessen, um die Strahlentaille zu bestimmen und die Überlappung zu prüfen.

Um den Fokus des Laserlichts stark zu verkleinern, wird zur Fokussierung des Lichts eine Linse mit einer hohen *numerischen Apertur*¹ (NA) verwendet. Die numerische Apertur einer Linse dient dabei als Maß für ihr Vermögen, einen möglichst kleinen Fokus zu erzeugen.

2.1.1 Optische Grundlagen

Um Verständnis über die grundlegenden optischen Konzepte zu schaffen, die in diesem Kapitel verwendet werden, ist es wichtig, sich mit dem Konzept des Gauß-Strahls zu beschäftigen.

Ausgangspunkt der Herleitung des Gauß-Strahls ist die Wellengleichung des elektrischen Feldes, die sich aus den *Maxwell-Gleichungen* ergibt. Unter Verwendung der paraxialen Näherung findet man einen Ausdruck für die Intensität $I(r,z)$ des Gauß-Strahls in Zylinderkoordinaten [16]

$$I(z,r) = I_0 \cdot \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \cdot \exp \left(-2 \frac{r^2}{w(z)^2} \right) \quad (2.1)$$

¹In diesem Versuchsaufbau wird eine Geltech aspheric lens 352080 verwendet.

mit der maximalen Intensität im Fokus des Strahls I_0 , dem Strahlenradius $w(z)$ und der Strahltaille w_0 .

Der Verlauf eines Gauß-Strahls ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt.

Der Strahlenradius ist definiert als der $1/e^2$ -Radius der Intensität an der Stelle z

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (2.2)$$

mit der *Rayleigh-Länge* z_R , die beschreibt, in welchem Abstand zum Fokus ($z = 0$) sich der Strahlenradius $w(z_R)$ um den Faktor $\sqrt{2}$ vergrößert hat. Die Rayleigh-Länge ist definiert über die Strahltaille w_0 und die Wellenlänge λ des verwendeten Lichts als

$$z_R = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda}. \quad (2.3)$$

Die Strahltaille w_0 beschreibt den kleinstmöglichen Strahlenradius $w(z=0)$ im Fokus des Lasers.

Oft ist die Strahltaille w_0 als der $1/e^2$ -Durchmesser des Laserstrahls definiert, allerdings wird in dieser Arbeit der $1/e^2$ -Radius als Strahltaille bezeichnet werden.

Aus Gleichung (2.1) ist ersichtlich, dass für eine feste Stelle in z das Intensitätsprofil des Strahls mit dem Profil einer *Gauß-Kurve* übereinstimmt, während das Intensitätsprofil für festen Abstand r einer *Lorentz-Kurve* folgt.

Die Intensität entlang der optischen Achse hat die Form

$$I(z) = \frac{1}{(z^2 - z_0^2)^2 + \gamma^2 z_0^2} \quad (2.4)$$

mit den Parametern z_0 , der die Position des Maximums bestimmt, und γ , als Maß für die Breite der Kurve. Allerdings stellt γ nicht die Halbwertsbreite der Kurve dar. Die

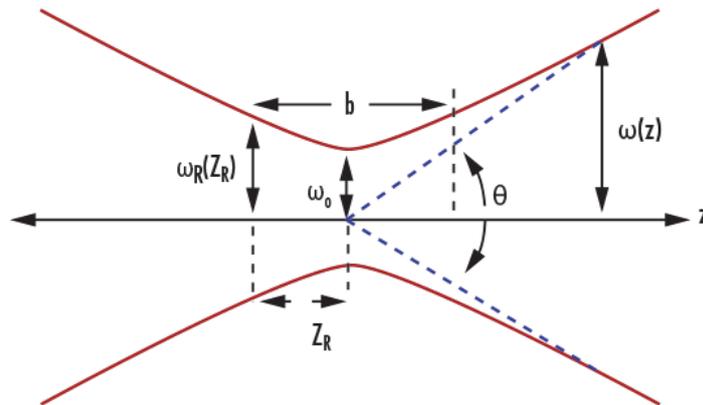


Abbildung 2.1: Schematischer Gauß-Strahl mit eingezeichneter Strahltaille und Rayleigh-Länge [17]

Halbwertsbreite ist stattdessen

$$\text{FWHM} = \sqrt{z_0^2 + \gamma z_0} - \sqrt{z_0^2 - \gamma z_0}. \quad (2.5)$$

2.1.2 Optischer Aufbau

Ziel des Aufbaus ist es, den 780 nm Probe-Laser und den 532 nm LIAD Laser (näheres in Kapitel 3.1) zu überlappen und den Fokus einer Linse mit hoher NA mithilfe einer Lochblende zu vermessen, um später die Mikrozele einzusetzen.

Die verwendeten Linsen sind asphärische Linsen und haben eine numerische Apertur von $NA = 0,55$, eine effektive Fokallänge von $f_{\text{eff}} = 3,89 \text{ mm}$ und sind auf Nutzung in Verbindung mit einer Glasplatte mit Dicke 1,20 mm und Brechungsindex $n_{\text{Glas}} = 1,573$, die sich zwischen Linse und Fokus befindet, angepasst. Dieses Glas ist zunächst durch eine einfache Glasplatte auf einer beweglichen Bühne und später durch die Rubidium-Dampfzelle realisiert.

Der verwendete optische Aufbau ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

Der LIAD Laser wird zunächst durch $\lambda/4$ - und $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen linear polarisiert und anschließend wird durch den polarisierenden Strahlteiler die zu verwendende Leistung bestimmt. Der polarisierende Strahlteiler lässt den Anteil des Lichts transmittieren, der parallel zur Labortischiebene polarisiert ist, während der Anteil des Lichts, der senkrecht dazu polarisiert ist, reflektiert wird. Dadurch kann ein Teil der Leistung in die Strahlfalle gelenkt werden, während der restliche Teil der Leistung einen dichroitischen Spiegel passiert. Der dichroitische Spiegel hat eine Grenz-Wellenlänge von 650 nm, was bedeutet, dass das Licht des LIAD-Lasers transmittiert wird, während das Licht des Probe-Lasers reflektiert wird.

Dahinter überlappen dann das 780 nm und das 532 nm Licht und werden durch die

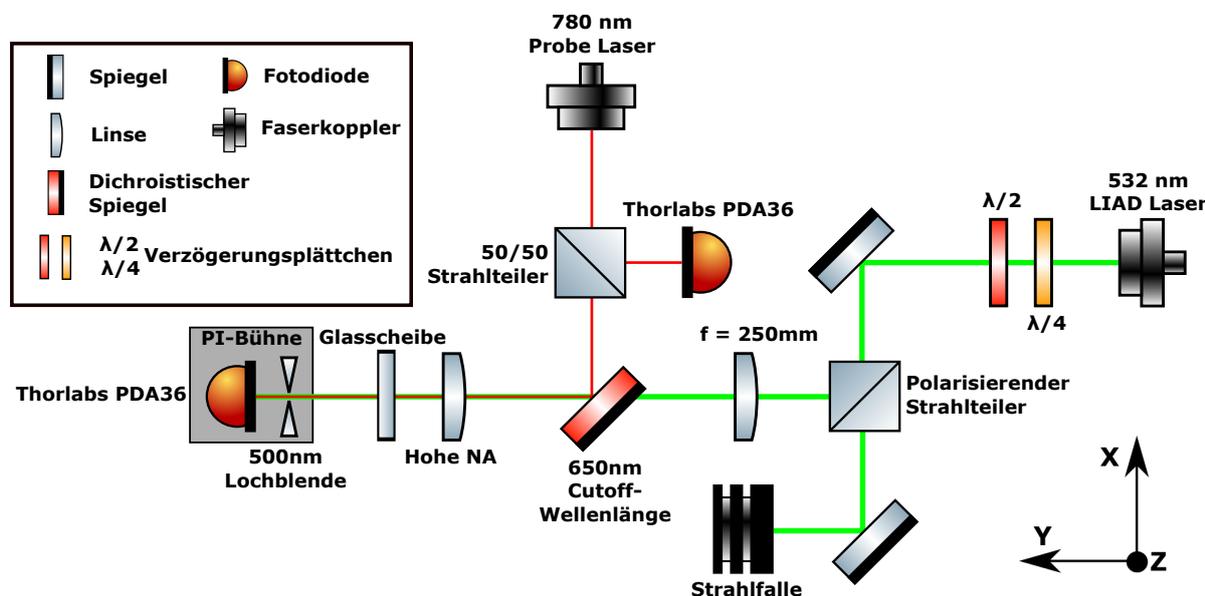


Abbildung 2.2: Verwendeter optischer Aufbau zur Vermessung des Fokus mit hoher numerischer Apertur.

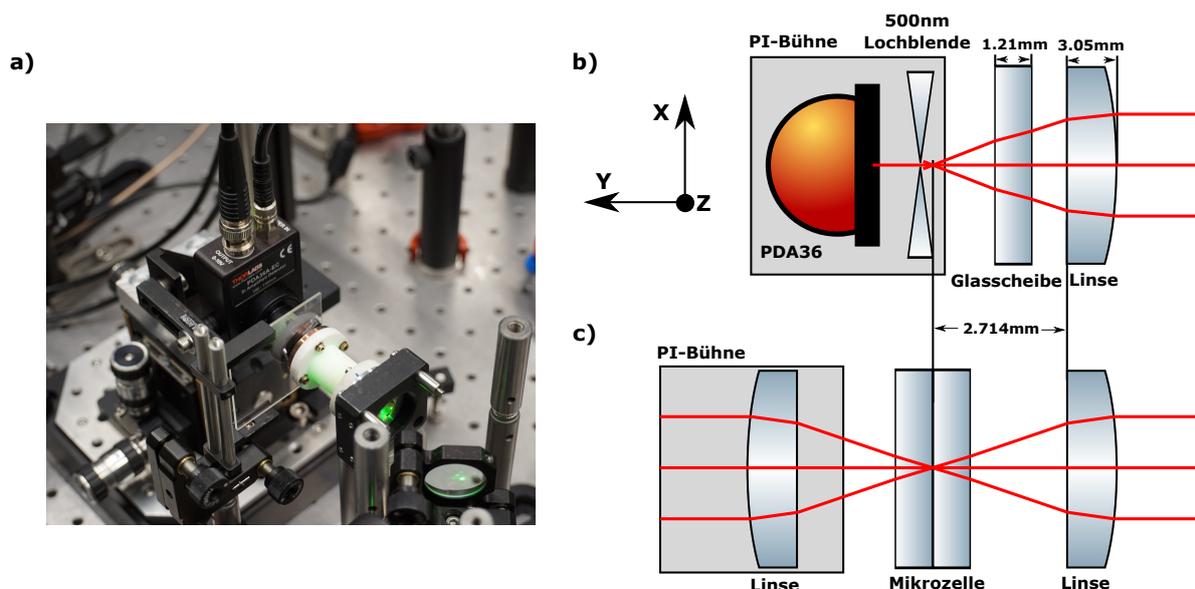


Abbildung 2.3: a) Fotoaufnahme der Linsenhalterung mit Glasscheibe und Fotodiode, die für die Messung verwendet wurden. Die Linse ist ganz vorne in der Halterung positioniert. b) Schematische Detaildarstellung des Aufbaus zur Vermessung des Fokus. c) Darstellung des Fokus mit eingesetzter Zelle, wie er in Kapitel 2.2 verwendet wird.

Linse mit hoher numerischer Apertur und einer dahinter liegenden Glasscheibe stark auf die Lochblende fokussiert und treffen dahinter auf die Fotodiode².

Die Fotodiode und die daran angebrachte Lochblende, mit einem Durchmesser von 500 nm, sind auf einer *Piezopositionierungsbühne* (PI-Bühne)³ befestigt, um Bewegungen im μm -Bereich ausführen zu können. Die PI-Bühne hat eine Bewegungsreichweite von 200 μm entlang der optischen Achse des Lichts (Y-Richtung) und senkrecht dazu, parallel zur Laborebene (X-Richtung), und eine Reichweite von 20 μm senkrecht zur optischen Achse und zur Laborebene (Z-Richtung).

Diese Bühne ermöglicht es, die Lochblende und die Fotodiode durch den Fokus zu bewegen und dabei das Strahlen-Profil aufzunehmen.

Eine Detaildarstellung des Bereichs hinter der ersten Linse mit hoher NA ist in Abbildung 2.3 b) dargestellt.

2.1.3 Messmethode

Zur Vermessung des Fokus wurde die Fotodiode mit der Lochblende auf der PI-Bühne verschoben und die Fotospannung auf der Diode gemessen. Wurde das Signal gefunden, konnte mithilfe des Experimentrechners die Bühne im μm Bereich verschoben und das Signal auf der Fotodiode aufgenommen werden. Zunächst wurde durch Vermessung der Intensität des 780 nm Lasers dessen Fokus bestimmt. Die Vermessung des LIAD-Lasers wurde ebenfalls im Fokus des Probe-Lasers durchgeführt.

²Hier wurde die PDA36 Fotodiode von Thorlabs verwendet.

³Verwendet wurde eine P-527.3CD Mehrachsen-Piezoscanner von Physikinstrumente.

Der Fokus des Probe-Lasers befindet sich auf einer Y-Position von $134 \mu\text{m}$, relativ zum Nullpunkt der Bühne. Um den Strahlengang der beiden Laser relativ zueinander darzustellen, wurde in dem Bereich von $94 \mu\text{m}$ bis $174 \mu\text{m}$, in $8 \mu\text{m}$ -Schritten das Strahlenprofil entlang der X- und der Z-Achse beider Laser aufgenommen.

2.1.4 Ergebnisse

Die mit der Lochblende aufgenommenen Intensitätsprofile sind in Abbildung 2.4 zusammen mit den entsprechenden Fitfunktionen dargestellt. Die Daten in X- und Z-Richtung wurden gemäß der theoretischen Erwartung mit einem Fit in Form einer Gauß-Verteilung versehen, während das Intensitätsprofil in Y-Richtung durch eine Lorentz-Kurve gefittet wurde.

Aus den ermittelten Fitparametern ist es möglich, die Strahltaillen der beiden Laser in der jeweiligen Richtung zu bestimmen. Die Strahltaille des Probe-Lasers in X- und Z-Richtung beträgt

$$w_{780\text{nm},X} = (1,730 \pm 0,017) \mu\text{m}, \quad \text{und} \quad (2.6)$$

$$w_{780\text{nm},Z} = (1,770 \pm 0,010) \mu\text{m}. \quad (2.7)$$

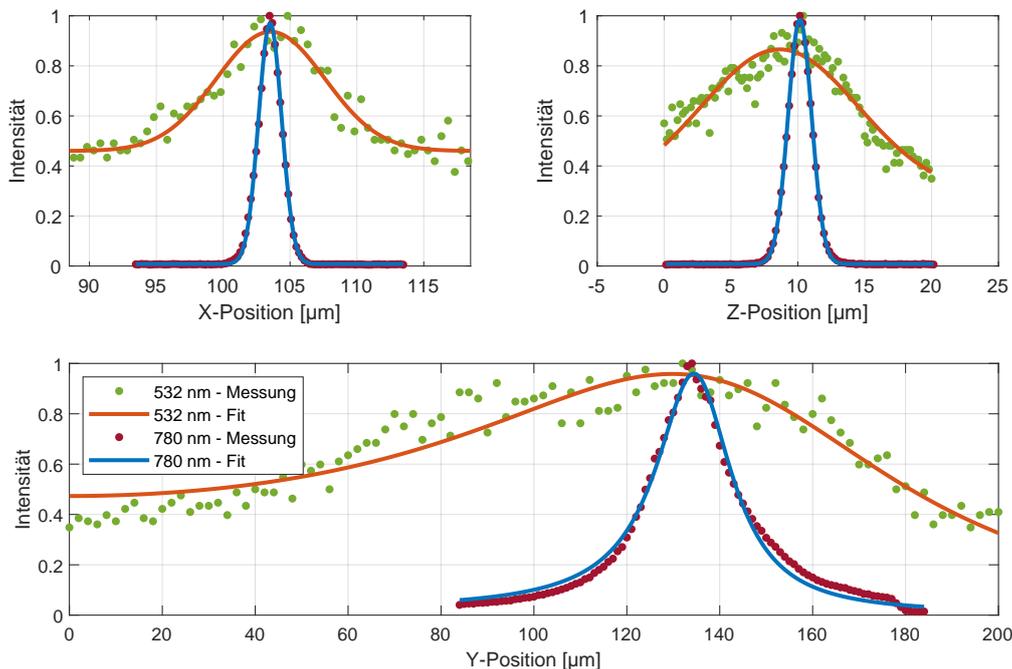


Abbildung 2.4: Aufgenommene Intensitätsprofile für den Probe-Laser (780 nm) und den LIAD-Laser (532 nm) in X- Y- und Z-Richtung der PI-Bühne mit entsprechenden Fitfunktionen.

Die ermittelten Strahltaillen des LIAD-Lasers betragen

$$w_{532\text{nm},X} = (8,11 \pm 0,67) \mu\text{m}, \quad \text{und} \quad (2.8)$$

$$w_{532\text{nm},Z} = (11,7 \pm 2,2) \mu\text{m}. \quad (2.9)$$

Die Fehler der Strahltaillen sind durch die Fitfunktion bestimmt worden.

Analog kann mit dem Intensitätsprofil in Y-Richtung die Rayleigh-Länge bestimmt werden.

Die Rayleigh-Länge ist die Länge, hinter der die Amplitude des elektrischen Feldes um den Faktor $1/\sqrt{2}$ abfällt. Da nur Intensitätsprofile gemessen wurden und die Intensität proportional zum Quadrat des elektrischen Feldes ist, entspricht die Halbwertsbreite (FWHM) der Messung gerade der doppelten Rayleigh-Länge. Die Halbwertsbreite kann mit Gleichung (2.5) aus den Fitparametern berechnet, und daraus die Rayleigh-Länge bestimmt werden. Sie beträgt für beide Laser

$$z_{0,532\text{nm}} = (84 \pm 30) \mu\text{m}, \quad \text{und} \quad (2.10)$$

$$z_{0,780\text{nm}} = (9,9 \pm 1,7) \mu\text{m}. \quad (2.11)$$

Auch hier ist der Fehler wieder durch den Fit gegeben. Es ist möglich einen Vergleich der experimentell ermittelten Rayleigh-Längen mit der Rayleigh-Länge, die aus der Strahlentaille und der Wellenlänge des Lichts berechnet wird (Gleichung (2.3)), zu ziehen. Unter Verwendung des Mittelwertes für X- und Z-Richtung erhält man die theoretischen Rayleigh-Längen

$$z_{0,532\text{nm}} = (580 \pm 170) \mu\text{m}, \quad \text{und} \quad (2.12)$$

$$z_{0,780\text{nm}} = (12,29 \pm 0,28) \mu\text{m}. \quad (2.13)$$

Es ist auffällig, dass die theoretischen Rayleigh-Längen im Vergleich zu den gemessenen Rayleigh-Längen größer sind. Für den Probe-Laser stimmen diese relativ gut überein, während für den LIAD-Laser die Abweichung beträchtlich ist. Grund hierfür ist vermutlich die Ausrichtung des LIAD-Lasers, die nicht optimal entlang der Y-Achse der PI-Bühne liegt.

Technisch gesehen handelt es sich bei dem beobachteten Profil nicht nur um den Strahl, sondern um die Faltung aus der Form der Lochblende und des Strahls. In der Faltung geht die Lochblende als Rechtecksfunktion mit der Breite von 500 nm ein. Zur Ermittlung der tatsächlichen Strahlentailen muss das Signal zurückgefaltet werden, wobei man das tatsächliche Profil des Strahls und die Funktion der Lochblende erhält. Führt man diese Rechnung für die gegebenen Größenordnungen durch, sieht man, dass sich die Strahlentailen des korrigierten Profils nicht nennenswert von dem Profil ohne Berücksichtigung der Faltung unterscheiden.

Um Abschätzen zu können, ob die beiden Laserstrahlen ausreichend überlappen, war es nun nötig den Verlauf beider Strahlen zu illustrieren. Die aufgenommenen Intensitätsprofile in Abhängigkeit ihrer Y-Position sind in Abbildung 2.5 dargestellt.

Zusätzlich wurde jedes Profil durch einen Fit der Form der Gauß-Verteilung versehen,

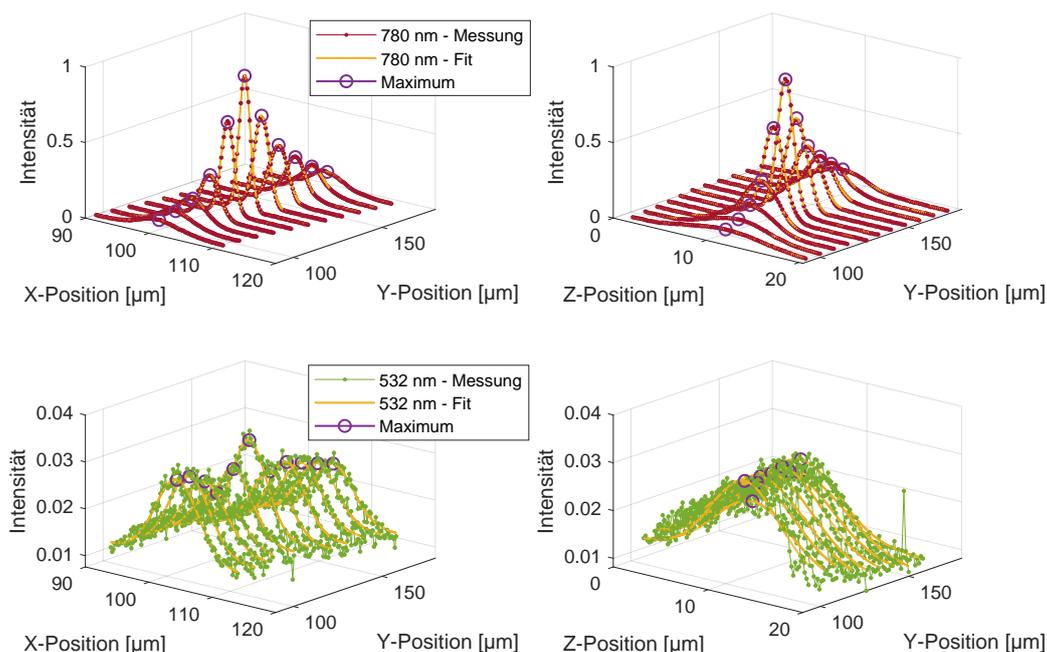


Abbildung 2.5: Aufgenommene Intensitätsprofile an verschiedenen Positionen entlang der Y-Achse der PI-Bühne, in X- und Z-Richtung für den Probe-Laser (780 nm) und den LIAD-Laser (532 nm) mit Fitfunktion und Markierung im Maximum des Fits

um das Maximum des Profils zu ermitteln. Selbst in dieser Darstellung ist das geforderte Lorentz-Profil in Y-Richtung für den Probe-Laser gut zu erahnen, während beim LIAD-Laser es die große Rayleigh-Länge und das verhältnismäßig große Rauschen nicht zulassen, dass man ein ähnliches Profil erkennt.

Um Darzustellen, wie die Laser gegenseitig und gegen die Ebene der PI-Bühne verkippt sind, wurden die Positionen auf der X- und Z-Achse der ermittelten Maxima aus Abbildung 2.5 in Abbildung 2.6 gegen die Y-Position aufgetragen und mit linearen Fit-Funktionen versehen.

Aus den Steigungen der Fit-Geraden kann nun jedem Strahl ein Vektor zugeordnet werden, der den Verlauf des Strahls relativ zur Ebene der PI-Bühne beschreibt. Die Vektoren, denen der Verlauf des LIAD-Lasers \vec{L} und des Probe-Lasers \vec{P} zugeordnet wird sind

$$\vec{L} = \begin{pmatrix} 0,036 \\ 1 \\ -0,075 \end{pmatrix} \mu\text{m} \quad \vec{P} = \begin{pmatrix} 0,054 \\ 1 \\ -0,033 \end{pmatrix} \mu\text{m}. \quad (2.14)$$

Durch geometrische Überlegungen kann nun der Winkel ϕ zwischen den beiden Strahlen bestimmt werden. Unter Verwendung des Skalarprodukts erhält man

$$\phi = 2,59^\circ. \quad (2.15)$$

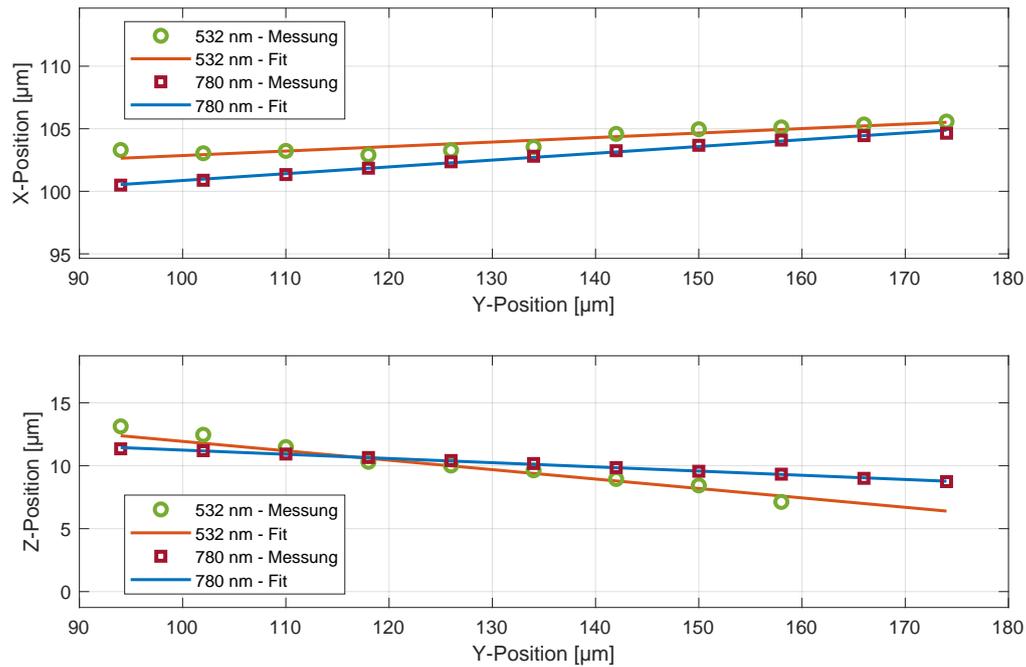


Abbildung 2.6: Maxima der Intensitätsprofile beider Laser in X- und Z-Richtung für verschiedene Y-Positionen mit linearer Fitfunktion.

Pro μm Verschiebung in Y-Richtung wächst der Abstand der Strahlen in X-Richtung um $0,018 \mu\text{m}$ und in Z-Richtung um $0,042 \mu\text{m}$. Die Dicke der Zelle liegt in der Größenordnung von einigen μm . Daher ist die Überlappung der Strahlen im Bereich der Zelle gut genug gelungen, sodass die Fokusse innerhalb der Zelle übereinander liegen.

2.2 Verwendung der Mikrozele

Nach der Überlappung der Strahlen und Vermessung des Fokus ist es nun nötig, die Rubidium-Dampfzele einzusetzen und in den Fokus zu schieben, um in der Zelle eine möglichst hohe Intensität zu erhalten.

Außerdem ist es möglich, durch Kalibrierung der Zelldicke die X-Position der Zelle in die Zelldicke zu übersetzen, die sie im Fokus des Lichts hat. Hierfür wird ausgenutzt, dass die zwei Glaswände der Zelle einen optischen Resonator bilden.

2.2.1 Grundlagen

Fabry-Pérot-Interferometer Als Fabry-Pérot-Interferometer werden optische Resonatoren bezeichnet, die Licht nur dann transmittieren, wenn die Resonanzbedingung des Interferometers erfüllt ist. Ein optischer Resonator ist eine Anordnung von Spiegeln, die geeignet ist Licht immer wieder zu reflektieren. In einem Fabry-Pérot-Interferometer bilden zwei teildurchlässige Spiegel in einem festen Abstand den optischen Resonator.

Das Licht wird zwischen den Spiegeln reflektiert und interferiert mit sich selbst. Wenn konstruktive Interferenz auftritt, also das Licht die Resonanzbedingung des Resonators erfüllt, tritt ein deutliches Transmissionsmaximum auf. Bei destruktiver Interferenz erreicht die Transmission ein Minimum.

Die Resonanzbedingung des Interferometers ist genau dann erfüllt, wenn der Abstand der beiden Spiegel d dem Vielfachen n der halben Wellenlänge λ des verwendeten Lichts entspricht [16]

$$d = \frac{n \cdot \lambda}{2}. \quad (2.16)$$

Das Fabry-Pérot-Interferometer wird häufig als Filter verwendet, da nur ein schmales Band an Frequenzen, um die Resonanzfrequenz herum, durch das Interferometer transmittiert.

In dieser Arbeit wird ausgenutzt, dass die Glaswände der Rubidium-Dampfzele ebenfalls Eigenschaften eines Fabry-Pérot-Interferometers aufzeigen, um mit der bekannten Wellenlänge des verwendeten Lichts den Abstand zwischen den Wänden innerhalb der Zelle zu bestimmen.

Rubidiumspektroskopie Zur Kalibrierung der Zelldicke werden auch das Spektrum von Rubidium und dessen Übergänge genutzt.

Der Grundzustand von Rubidium ist der $5S_{1/2}$ -Zustand. Als Element der 1.Hauptgruppe hat Rubidium nur ein Elektron, das sich nicht in einer vollen Schale befindet. Stattdessen befindet sich das Elektron alleine im 5. Energieniveau. Es hat die Hauptquantenzahl $n = 5$, die Drehimpulsquantenzahl $l = 0$ und einen halbzahligen Spin $s = 1/2$. Dieses Grundniveau ist durch die *Hyperfeinstruktur*-Aufspaltung aufgeteilt. In der Hyperfeinstruktur koppelt der Kernspin I des Atoms mit dem Hüllendrehimpuls J der Elektronen zu einem Gesamtdrehimpuls F , der die Werte

$$F = |J - I|, |J - I| + 1, \dots, |J + I| \quad (2.17)$$

annehmen kann [18]. Rubidium hat zwei natürlich vorkommende Isotope. Das stabile Rb^{85} und Rb^{87} mit einer Halbwertszeit von 48 Milliarden Jahren. Das natürliche Isotopenverhältnis besteht zu 72,168 % aus Rb^{85} [19] und zu 27,835 % aus Rb^{87} [20]. Aufgrund des verschiedenen Kernspins sind für Rb^{85} die Quantenzahlen $F = 2, 3$ und für Rb^{87} die Quantenzahlen $F = 1, 2$ möglich.

Die in dieser Arbeit betrachtete D_2 -Linie von Rubidium beschreibt den Übergang aus dem Grundzustand von Rubidium in den angeregten Zustand $5P_{3/2}$. Theoretisch ist dieser angeregte Zustand auch in einer Hyperfeinstruktur aufgespalten. Für Rb^{85} sind im angeregten Zustand $F = 1, 2, 3, 4$ und für Rb^{87} sind $F = 0, 1, 2, 3$ verfügbar. Die theoretischen Übergänge vom Grundzustand in den angeregten Zustand sind durch die Auswahlregeln $\Delta F = \pm 1, 0$ beschränkt. Man erwartet also unter Berücksichtigung der Hyperfeinstruktur von jedem F des Grundzustands 3 Übergänge in die verschiedenen erlaubten F des angeregten Zustands.

Bei regulärer Absorptionsspektroskopie kann allerdings bei einem Übergang nicht zwischen den F -Niveaus des angeregten Zustands unterschieden werden. Grund hierfür ist die Dopplerverbreiterung. Wenn die Atome eine Geschwindigkeit entlang der optischen Achse haben, werden die Resonanzfrequenzen der Übergänge rot- beziehungsweise blauverschoben. Bei einer dopplerfreien Sättigungsspektroskopie wird dieser Effekt vermieden. Bei diesem Verfahren wird ein Laserstrahl mit einem Strahlteiler in einen Probe-

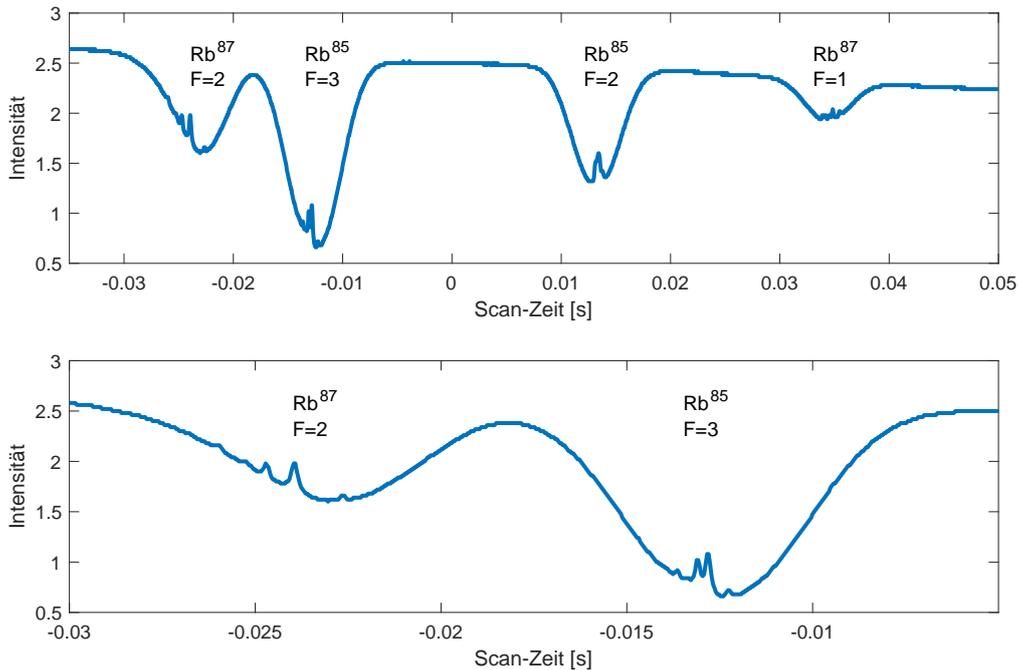


Abbildung 2.7: Rubidium-Übergänge vom Grundzustand in den angeregten Zustand mit verschiedenen Gesamtdrehimpulsquantenzahlen F und Lamb-Dips, die den Übergang in die verschiedenen F -Quantenzahlen des angeregten Zustands darstellen mit vergrößerter Aufnahme der beiden ersten Übergänge.

Strahl mit geringer Intensität und einen Sättigungs-Strahl mit hoher Intensität aufgeteilt. Diese beiden Strahlen durchlaufen anschließend die Probe in entgegengesetzter Richtung.

Nur Atome in der Probe, die keine Geschwindigkeitskomponente entlang der optischen Achse besitzen, können mit Probe- und Sättigungs-Strahl interagieren. Für sich bewegendende Atome erscheinen die Strahlen rot- beziehungsweise blau-verschoben und dadurch erfährt das Atom von beiden Strahlen eine verschiedene Frequenz. Dopplerfreie Atome werden vom Pump-Strahl in das jeweilige angeregte F -Niveau gehoben. Der Probe-Strahl wird dann kaum noch absorbiert und es zeigt sich ein sogenannter *Lamb-Dip* im Absorptionsspektrum. Auf diese Weise werden die Übergänge in die verschiedenen F -Niveaus sichtbar gemacht.

Ein aufgenommenes Spektrum der angesprochenen Übergänge mittels Sättigungsspektroskopie ist in Abbildung 2.7 gezeigt.

Da die Lamb-Dips in dieser Arbeit nicht von Bedeutung sind, sind die genauen Übergänge in der Abbildung nicht beschriftet.

2.2.2 Optischer Aufbau

Verwendet wird grundlegend derselbe Aufbau wie in Kapitel 2.1.2 beschrieben, nur wird anstelle der Lochblende und der Photodiode nun eine zweite Linse mit hoher numerischer Apertur auf der PI-Bühne befestigt, um das Licht hinter dem Fokus zu kollimieren.

An die Stelle der Glasplatte tritt nun die Rubidium-Dampfzelle, welche ebenfalls auf einer beweglichen Bühne positioniert ist (siehe Abbildung 2.3 c).

Die Zelle und die Linsen sind in einen Ofen eingesetzt, der es erlaubt die Temperatur des Reservoirs und der Zelle separat zu erhöhen. Das Reservoir wird auf eine Temperatur von 140°C und die Zelle auf eine Temperatur von 160°C geregelt. Die Reservoir-Temperatur wird erhöht, um die Dichte an Rubidium-Atomen innerhalb der Dampfzelle zu erhöhen.

Damit das Rubidium nicht in der Zelle kondensiert, hat die Zelle eine höhere Temperatur als das Reservoir.

Für die Kalibrierung der Zelldicke wurde der 780 nm Laser verwendet.

2.2.3 Positionierung der Zelle im Fokus

Um die Zelle optimal einzusetzen, wird ein weiteres mal der Fokus analog zu Kapitel 2.1.2 untersucht. Anstelle der Lochblende mit Photodiode wird hier die zweite Linse bewegt und die Lichtintensität mit einer Photodiode dahinter gemessen. Zu sehen sind dieselben Profile des Strahls wie in Kapitel 2.1.4. Durch Verkippung der Zelle wird sichergestellt, dass das Licht senkrecht auf die Zelle trifft. Anschließend kann die Zelle in den Fokus geschoben werden.

Um die Zelle im Fokus der Laser zu positionieren, wird ausgenutzt, dass im Fokus die von Laser bestrahlte Fläche der Zelle minimal ist. Das führt dazu, dass die Absorption ebenfalls ein Minimum annimmt, da in dem kleineren Volumen innerhalb der Zelle wesentlich weniger Atome angeregt werden können.

Beobachtet man also die Übergänge auf einem Oszilloskop, dann sieht man, dass die Intensität der Übergänge bei der Position, für die sich die Zelle im Fokus befindet, minimal wird.

Wird der Laser in einem Bereich gescannt, in dem Übergänge stattfinden, dann werden diese im Fokus also minimal sein. Die Zelle wurde eingesetzt, ausgerichtet und anschließend entlang der optischen Achse bewegt, um das Minimum der Absorption, und dadurch auch den Fokus entlang der optischen Achse, zu finden.

Eine Messung zum Verschieben der Zelle in den Fokus ist beispielhaft in Abbildung 2.8 gezeigt. Betrachtet werden die Übergänge von Rb^{85} $F = 3$ und Rb^{87} $F = 2$ in den angeregten Zustand $5P_{3/2}$ bei verschiedenen Y-Positionen. Zur Bestimmung der Absorptionsintensität wurden die Minima des Rb^{85} $F = 3$ Übergangs verwendet.

Anschließend werden die Minima in Abhängigkeit zur Y-Position aufgetragen und mit einem Fit der Form einer Lorentzkurve (Gleichung (2.4)) versehen. Aus den Fitparametern konnte die Y-Position des Fokus $Y_{\text{Fokus}} = 81,55 \mu\text{m}$ und die Rayleigh-Länge $z_0 = 8,47 \mu\text{m}$ bestimmt werden. Die Rayleigh-Länge passt gut mit der bestimmten Rayleigh-Länge aus Kapitel 2.1.4 zusammen.

Mit diesem Verfahren konnte die Zelle immer genau im Fokus des Lasers positioniert werden.

Die gezeigte Messung wurde bei einer X-Position der Zelle von 8,00 mm durchgeführt,

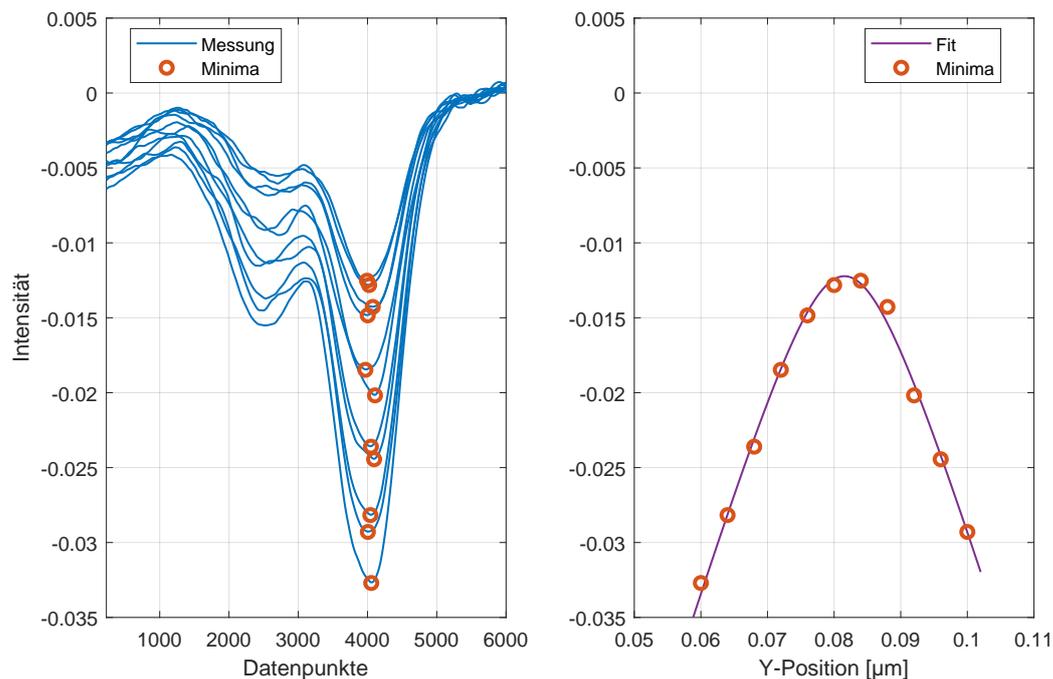


Abbildung 2.8: Spektrum der Übergänge der beiden Rubidium-Isotope an verschiedenen Positionen entlang der Y-Achse der Bühne, an der die Zelle befestigt ist. Daneben ist das Minimum des Spektrums gegen die jeweilige Y-Position mit Fit aufgetragen, um die Position des Fokus zu ermitteln.

was einer Zelldicke von $3,82 \mu\text{m}$ entspricht. Wie die Zelldicke aus der X-Position kalibriert wurde, wird in folgendem Kapitel 2.2.4 gezeigt.

2.2.4 Kalibrierung der Zelldicke

Mit der Zelle im Fokus ist es nun möglich die Zelldicke zu kalibrieren. Hierfür wird die Zelle entlang der X-Richtung verschoben und auf einer Photodiode hinter der Zelle die Lichtintensität aufgenommen.

Die Transmission des 780 nm -Lasers beim Durchfahren des X-Bereichs der Zelle ist in Abbildung 2.9 aufgetragen. Dass deutliche Maxima und Minima entlang der X-Position auftreten folgt daraus, dass die Zelle mit ihren teilweise reflektierenden Glaswänden als Fabry-Pérot-Interferometer fungiert. Das Plateau zu Beginn der Messung entspricht einem nicht definierbaren Bereich. Dort haben die Wände der Zelle einen relativ konstanten Abstand voneinander.

Bei einer Zelldicke von Vielfachen der halben Wellenlänge des Probe-Lasers wird besonders viel Licht transmittiert, da das Licht dort konstruktiv innerhalb der Glaszelle mit sich selbst interferiert (Kapitel 2.2.1).

Die Maxima befinden sich jeweils bei einer Zelldicke von

$$L_{\text{Zelle}} = \frac{n \cdot 780 \text{ nm}}{2} \quad (2.18)$$

mit einer natürlichen Zahl $n \neq 0$.

Unter der Annahme, dass das erste Maximum bei einer Zelldicke von zwei halben Wellenlängen auftritt, also $n = 2$, wurde die X-Position des Maximums mit der korrespondierenden Wellenlänge aufgetragen und ebenfalls in Abbildung 2.9 festgehalten. Hierbei ist zu sehen, dass die Zelldicke nicht linear mit der X-Position der Zelle zusammenhängt. Diese Annahme muss noch geprüft werden.

Um einen Zusammenhang zwischen der X-Position der Zelle und der Zelldicke herzustellen, wurde die Messung mit einem Fit versehen. Für den Fit wurde ein Polynom bis zur zweiten Ordnung gewählt. So erhält man mit den Fitparametern zur Bestimmung der Zelldicke L aus der X-Position den Ausdruck

$$L_{\text{Zelle}}(X) = 0,093 \frac{\mu\text{m}}{\text{mm}^2} \cdot X^2 - 0,33 \frac{\mu\text{m}}{\text{mm}} \cdot X + 0,78 \mu\text{m}, \quad (2.19)$$

der es ermöglicht, in allen folgenden Messungen die X-Position der Zelle in eine Zelldicke umzurechnen.

Die Absorptionen im Fokus für verschiedene Zelldicken sind in Abbildung 2.10 gegen die Zelldicke aufgetragen.

Der Erwartung nach folgt die Intensität der Absorption einem linearen Zusammenhang mit der Zelldicke [4], weshalb für den Fit die Form einer Gerade gewählt wird. Die Fits sind der Form

$$f(L) = a_0 \cdot (L - L_0) \quad (2.20)$$

mit Fitparametern a_0 und L_0 .

Um die Annahme von oben ($n = 2$) zu prüfen, ist in derselben Abbildung die Messung ebenfalls für Kalibrierungen mit den Annahmen $n = 1$ und $n = 3$ dargestellt.

Bei der korrekten Annahme ist klar, dass die Verschiebung L_0 nicht mehr als eine halbe Wellenlänge, also 390 nm, betragen darf. Theoretisch werden Ursprungsgeraden erwartet, da im Bereich mit Zelldicke $L = 0$ keine Rubidium-Atome vorhanden sind.

Durch Vergleich der Parameter in Tabelle 2.1 ist klar, dass die ursprüngliche Annahme $n = 2$ berechtigt und die Kalibrierung der Zelldicke in Gleichung 2.19 korrekt ist. Die Fehler der Parameter ist durch den Fit bestimmt worden.

Außerdem ist es möglich über den Parameter a_0 das natürliche Isotopenverhältnis von

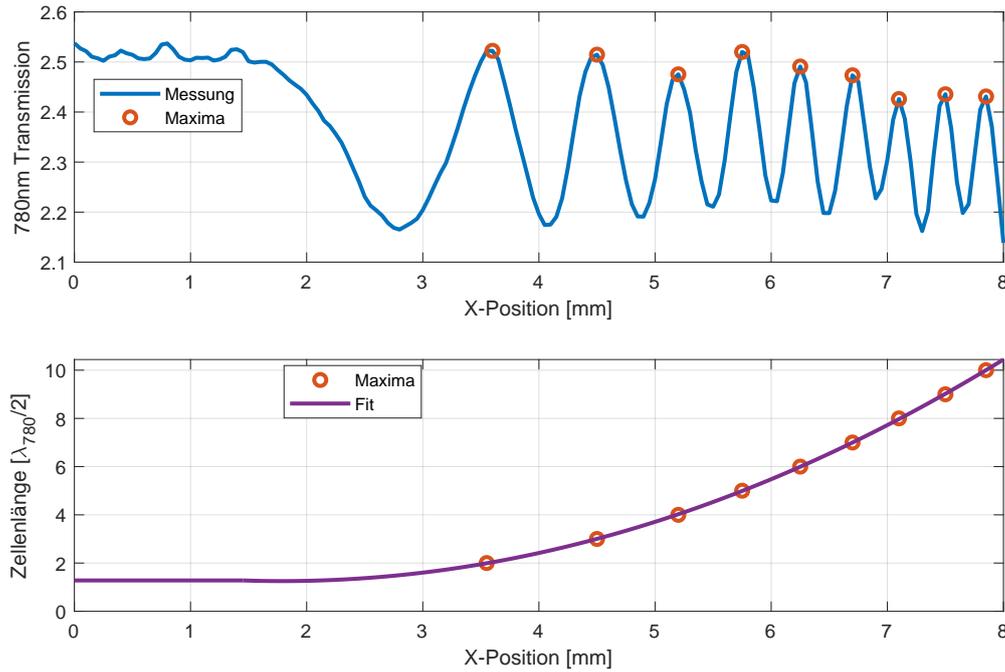


Abbildung 2.9: Messung der Transmission durch die Rubidium-Dampfzelle in Abhängigkeit der X-Position der Zelle. Die markierten Maxima sind den Vielfachen einer halben Wellenlänge des Probe-Lasers zugeordnet und mit Fit versehen worden.

Tabelle 2.1: Ermittelte Parameter aus den Fit-Geraden in Abbildung 2.10 für beide Isotope und verschiedene Annahmen über die Zelldicke beim ersten Maximum $L = n\lambda/2$.

		a_0 [μm^{-1}]	L_0 [μm]
n = 1	Rb ⁸⁵	$0,026 \pm 0,005$	$0,45 \pm 0,54$
	Rb ⁸⁷	$0,014 \pm 0,010$	$0,14 \pm 0,40$
n = 2	Rb ⁸⁵	$0,026 \pm 0,005$	$0,06 \pm 0,54$
	Rb ⁸⁷	$0,014 \pm 0,010$	$-0,25 \pm 0,40$
n = 3	Rb ⁸⁵	$0,026 \pm 0,005$	$-0,33 \pm 0,54$
	Rb ⁸⁷	$0,014 \pm 0,010$	$-0,64 \pm 0,40$

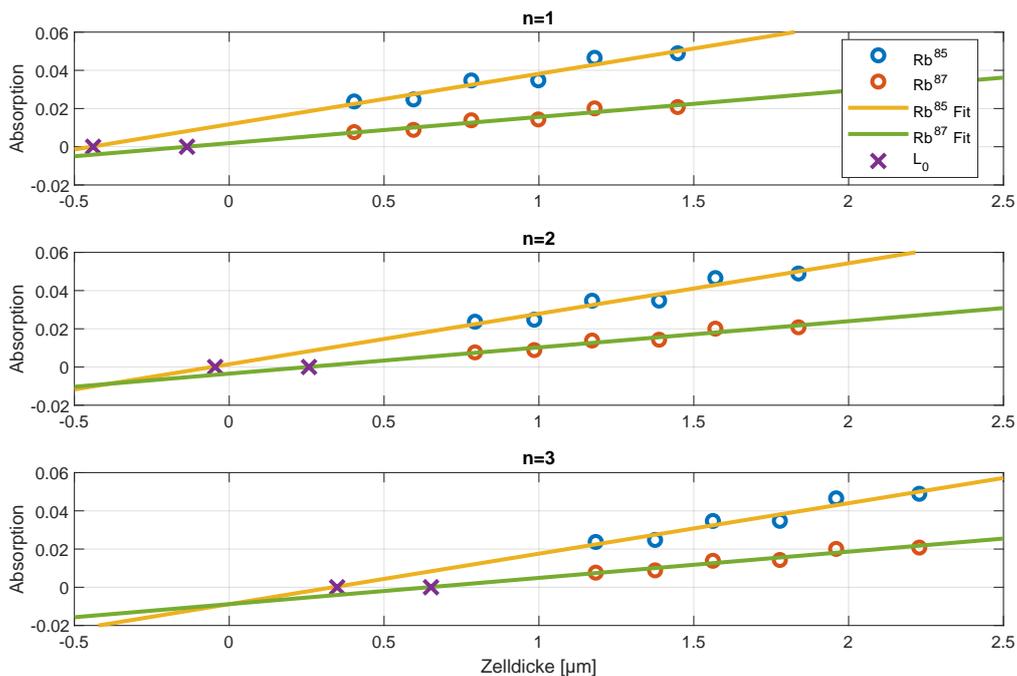


Abbildung 2.10: Absorptionsintensität beider Isotope in Abhängigkeit der kalibrierten Zelldicke, jeweils mit Fit versehen, und für verschiedene Annahmen der Zelldicke am Ort des ersten Maximums $L = n\lambda/2$, um die Skalierung der x-Achse zu prüfen.

Rubidium zu prüfen

$$\frac{a_{0,85}}{a_{0,87}} = \frac{0,026 \pm 0,005}{0,014 \pm 0,010} = \frac{1,925 \pm 1,023}{1} . \quad (2.21)$$

Dieses Verhältnis entspricht in etwa der Erwartung für die Mischung in unserer Zelle, die theoretisch bei

$$\frac{72,17\%}{27,83\%} = \frac{2,593}{1} \quad (2.22)$$

liegt.

3 Lichtinduzierte atomare Desorption

Aufgabe dieser Arbeit ist es den LIAD-Effekt des 532 nm LIAD-Lasers auf die Rubidium-Dampfzelle (Kapitel 2) zu untersuchen.

Dafür muss erst der Laser auf dem Labortisch aufgebaut und der optische Aufbau integriert werden. Anschließend kann der Puls, der vom Laser ausgeht, genauer betrachtet werden und in Hinsicht auf Pulslänge, Form und Jitter untersucht werden.

Zuletzt kann dann der LIAD-Effekt in der Mikrozelle gemessen und ausgewertet werden.

3.1 Der LIAD-Laser

Als LIAD-Laser wird ein *Wedge HF 532nm* Laser der Firma *BrightSolutions* verwendet. Einige charakteristische Größen des Lasers in Abhängigkeit von der verwendeten Repetitionsrate sind in Abbildung 3.1 gezeigt.

Bei dem Laser handelt es sich um einen Diodengepumpte Festkörperlaser.

Da der Laser bei einer Repetitionsrate von 50 kHz betrieben werden wird, können die charakteristischen Größen des Lasers vorab abgelesen werden (Tabelle 3.1). Von 50 kHz

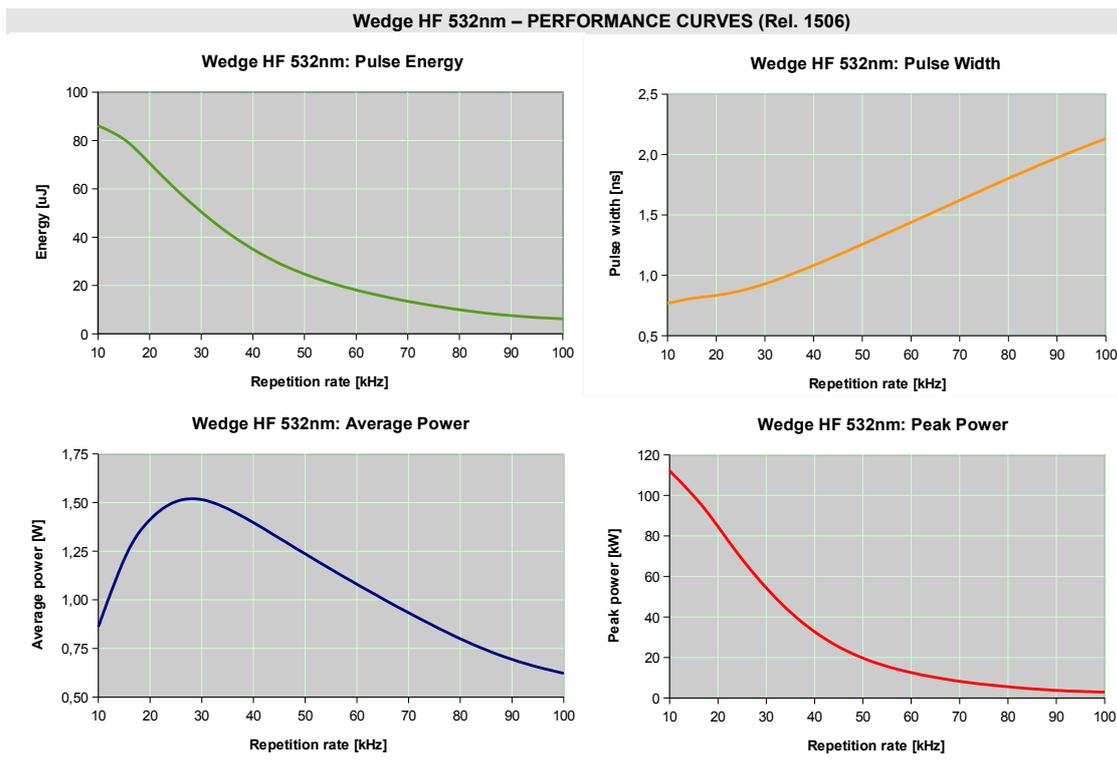


Abbildung 3.1: Von *Bright-Solutions* zur Verfügung gestellte Performance des Wedge HF 532nm Lasers in Abhängigkeit von der Repetitionsrate. Aufgeführt sind Pulsenergie, Pulslänge, Durchschnittsleistung und Spitzenleistung [21].

verschiedene Repetitionsraten werden durch die Verwendung des AOMs als Pulse-Picker erzeugt.

Tabelle 3.1: Aus Abbildung 3.1 abgelesene charakteristische Größen des LIAD-Lasers bei einer Repetitionsrate von 50 kHz

E_{Puls}	$25 \mu\text{J}$
T_{Puls}	$1,25 \text{ ns}$
$P_{\text{Durchschnitt}}$	$1,25 \text{ W}$
P_{Peak}	20 kW

3.1.1 Grundlagen

Akustooptischer Modulator Um zu kontrollieren, welche Pulse des Lasers den Aufbau zur Messung des LIAD-Effekts erreichen, wird in dem Aufbau des Lasers ein Akustooptischer Modulator (AOM) integriert.

Ein Akustooptischer Modulator ist ein optisches Element, das in der Lage ist, einfallende Strahlen zu beugen und abzulenken. Kern des AOM ist ein TeO_2 -Kristall, der im inneren des AOMs durch hochfrequente elektromagnetische Wellen zu Ultraschallschwingungen angeregt wird. Hierbei stehen sich ein Ultraschallsender und ein Ultraschallabsorber an den Enden des Kristalls gegenüber, wobei der Absorber Reflexionen unterdrückt.

Wenn sich die Ultraschallwellen im Kristall fortbewegen, ändert sich im Kristall periodisch die Dichte, was zu einem periodisch modulierten Brechungsindex führt. Auf diese Weise wirkt der Kristall zu jedem Zeitpunkt wie ein optisches Gitter, an dem der Strahl gebeugt wird. Zusätzlich zu einem Strahl nullter Ordnung, der nicht abgelenkt wird, entstehen durch die Beugung am Gitter Strahlen höherer Ordnung. Die Intensitäten der verschiedenen Beugungsordnungen hängen davon ab, in welcher Richtung der Strahl, relativ zur optischen Achse des Kristalls, einfällt.

Das Licht in den Strahlen höherer Ordnung erfährt zusätzlich eine Frequenzerhöhung, da die einfallenden Photonen an den Phononen des Kristalls streuen. Diese Frequenzverschiebung ist allerdings für die Betrachtung des LIAD-Effekts nicht von Bedeutung.

Durch gezielte Modulation der RF-Eingangsamplitude des AOMs ist es möglich nach Bedarf Leistung in den Strahl erster Ordnung zu lenken, der für das Experiment verwendet wird.

Strahlenvermessung Um den Laser zu vermessen ist die *Knife-Edge-Methode* verwendet worden, mit der die Strahlentailen eines Gauß-Stahls bestimmt werden kann.

Zunächst wird hierbei die volle Leistung des Strahls gemessen. Anschließend wird eine Rasierklinge auf einer beweglichen Bühne befestigt und in den Strahl hineingefahren, bis gerade noch 90% der ursprünglichen Leistung gemessen wird. Die Position auf der Bühne X_{90} wird notiert. Anschließend wird die Klinge weiter in den Strahl hineingefahren, sodass die Leistung auf 10% der totalen Leistung abfällt. Auch hier wird wieder die Position X_{10} notiert.

Bei Einfluss von Raumlicht muss darauf geachtet werden, dass die gemessene Leistung durch das Raumlicht seine Intensität mit dem Hineinfahren der Klinge in den Strahl nicht ändert.

Wenn man die bekannten Eigenschaften des Gauß-Profiles des Laserstrahls ausnutzt, erhält man schließlich einen Zusammenhang zwischen den gemessenen Positionen und der Strahlentaille w des Lasers [22]

$$X_{10} - X_{90} = 1,28 \cdot w . \quad (3.1)$$

3.1.2 Optischer Aufbau des Lasers

Ziel des Aufbaus ist es, die Leistung des Lasers durch Kombination von $\lambda/2$ Verzögerungsplättchen und polarisierenden Strahlteilern zu kontrollieren und durch die Verwendung eines AOMs⁴ die Pulse, die vom Laser gegeben werden, auszuwählen (Pulse-Picker).

Optischer Aufbau Der optische Aufbau zur Verwendung des LIAD-Lasers ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

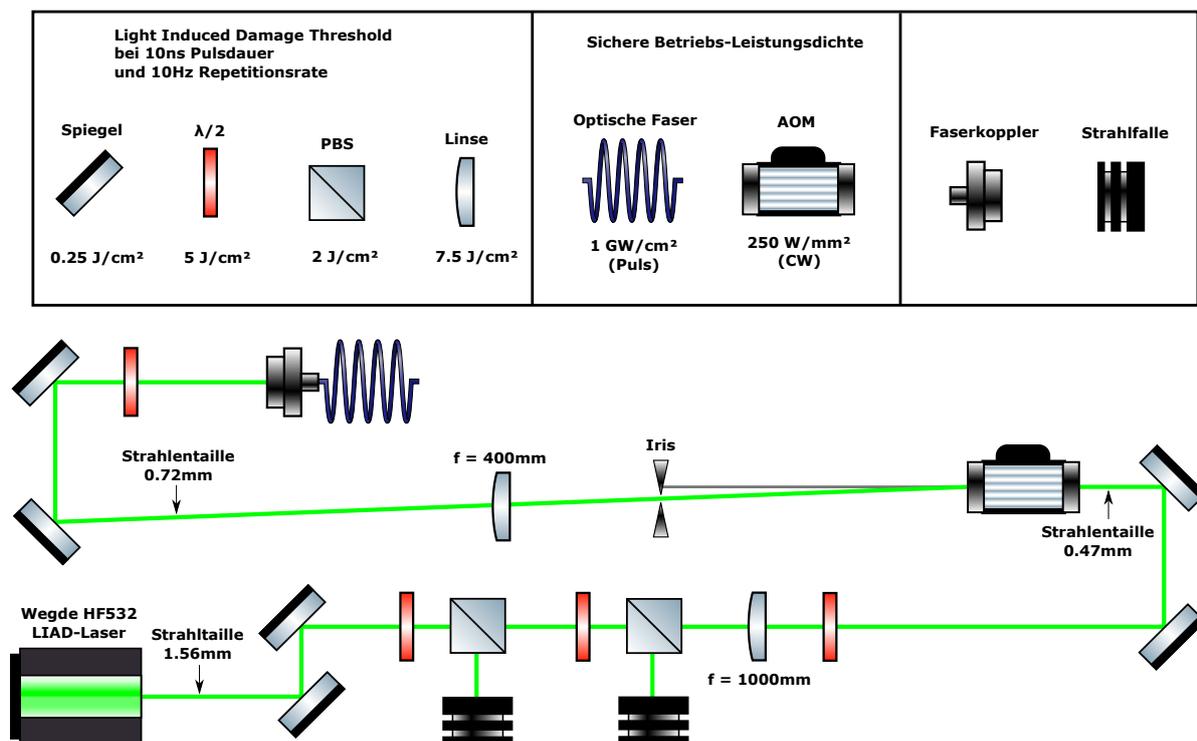


Abbildung 3.2: Schematische Abbildung des Aufbaus für die Verwendung des LIAD-Lasers. Ebenso eingetragen sind die gemessenen Strahlentailen an relevanten Stellen, sowie die Schadensschwennen der verwendeten optischen Bauteile, die vom Hersteller angegeben werden. Der Schwellenwert für den AOM ist für Continuous-Wave (Dauerstrich) Laser angegeben und kann mit der Spitzenleistung des gepulsten Lasers vermutlich überschritten werden.

⁴Es wurde ein AOMO 3200-121 von Crystal Technology Inc. verwendet.

Direkt hinter dem Laser wurde mittels Knife-Edge-Methode die Strahltaile des Lasers ermittelt, die dort bei $w_0 = 1,56$ mm liegt. Dahinter folgen zwei $\lambda/2$ -Verzögerungsplatten, jeweils mit einem polarisierenden Strahlteiler dahinter, um die Leistung des Lasers so zu regulieren, dass keine optischen Bauteile beschädigt werden.

Dahinter beginnt mit einer Linse mit Brennweite $f = 1000$ mm ein Teleskop.

In Fokus des Teleskops wurde die Strahltaile erneut gemessen und beträgt $w_0 = 0,47$ mm.

Dort ist der AOM positioniert, um als *Pulse-Picker* verwendet zu werden. Vor dem AOM ist ein weiteres $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen, damit die Polarisation des Lichts an den AOM angepasst werden kann. Der AOM benötigt Licht, das senkrecht zur Labortischenebene polarisiert ist.

Der nicht abgelenkte Strahl nullter Ordnung trifft auf den Rand einer Irisblende und wird dort aufgehalten, während der Strahl erster Ordnung die Blende passiert. Wird der AOM ausgeschaltet, trifft alles Licht auf den Rand der Irisblende und kein Signal erreicht die Rubidium-Dampfzelle. Auf diese Weise wird durch Ein- und Ausschalten des AOM gesteuert welche Pulse verwendet werden.

Das Teleskop dient der Anpassung der Strahlgeometrie auf den AOM, um die Ablenkungseffizienz in der ersten Ordnung so groß wie möglich zu machen, und um den Strahl hinter dem AOM auf einen Radius zu kollimieren, der zum ausgewählten Faserkoppler passt um möglichst viel Leistung durch die Faser zu leiten.

Hinter der Irisblende wird das Licht anschließend durch eine Linse mit Brennweite $f = 400$ mm wieder auf eine Strahltaile von $w_0 = 0,72$ mm kollimiert und durch eine optische Faser in den Versuchsaufbau für die LIAD-Messung geleitet.

Beschädigungen der optischen Bauteile durch den Laser Die verwendeten Spiegel, Verzögerungsplättchen, Linsen, polarisierende Strahlteiler und optische Fasern sind Produkte von *Thorlabs* und die jeweilige *Laser Induced Damage Threshold* oder *laserinduzierte Schadensschwelle* (LIDT)-Werte sind auf der Website des Herstellers genannt [23]. Da die Pulslänge des verwendeten Lasers im Bereich von einigen Nanosekunden liegt, können Beschädigungen durch thermische Effekte ausgeschlossen werden. Längere Pulsdauern würden ausreichen, um die Oberfläche der Bauteile zu erhitzen und dadurch zu beschädigen. Gepulste Laser hingegen können die Materialien dadurch beschädigen, dass die Laserpulse kurze starke elektrische Felder am Material anlegen und dadurch bei ausreichender Feldstärke Spannungsdurchschläge im Material provozieren.

Aus diesem Grund wird bei der Angabe der entsprechenden Schadensschwelle zwischen Puls- und Continuous Wave (cw)-Lasern unterschieden.

Die relevante Größe bei der Arbeit mit Puls-Lasern ist die Energiedichte in J/cm^2 , während bei cw-Lasern die Leistungsdichte relevant ist.

Die Werte von Thorlabs sind immer angegeben für eine Pulsdauer von $T_{\text{Puls}} = 10$ ns. Aus diesem Grund muss der angegebene LIDT-Wert umgerechnet werden um auf die verwendete Pulsdauer zu passen mit [23]

$$\rho_{\text{Max}} = \rho_{\text{LIDT}} \cdot \sqrt{\frac{T_{\text{Puls}}}{10 \text{ ns}}}. \quad (3.2)$$

Für die Spiegel, die sich direkt hinter dem Laser befinden, ist es am wichtigsten den LIDT zu überprüfen, da sie von dem unabgeschwächten Laser getroffen werden und den geringsten LIDT-Wert haben. Die Pulsenergie des Lasers bei einer Repetitionsrate von 50 kHz beträgt $E_{\text{Puls}} = 25 \mu\text{J}$, was mit dem Strahlenradius direkt hinter dem Laser eine Energiedichte von

$$\rho = \frac{25 \mu\text{J}}{\pi \cdot (1,56 \text{ mm})^2} = 3,27 \cdot 10^{-4} \frac{\text{J}}{\text{cm}^2} \quad (3.3)$$

bedeutet.

Dieser muss noch mit dem angepassten LIDT-Wert

$$\rho_{\text{Max}} = \rho_{\text{LIDT}} \cdot \sqrt{\frac{T_{\text{Puls}}}{10 \text{ ns}}} = 0,25 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2} \cdot \sqrt{\frac{1,25 \text{ ns}}{10 \text{ ns}}} = 883,9 \cdot 10^{-4} \frac{\text{J}}{\text{cm}^2} \quad (3.4)$$

verglichen werden, wodurch klar wird, dass die Spiegel völlig gefahrlos verwendet werden können. Dasselbe gilt für die anderen optischen Bauteile von Thorlabs, da ihr LIDT-Wert höher ist als der der Spiegel.

Die verbleibenden optischen Komponenten, die anfällig gegen Beschädigung durch den Laser sind, sind der AOM und die optische Faser. Der einzige Wert, der in der Anleitung des AOMs genannt wird, ist eine optische Leistungsdichte von 250 W/mm^2 . Dieser Wert kann mit der Spitzenleistungsdichte des Lasers verrechnet werden, indem die Spitzenleistung des Lasers durch den gemessenen Strahlenradius geteilt wird. Die Spitzenleistung des LIAD-Lasers beträgt bei einer verwendeten Repetitionsrate von 50 kHz ca. $W_{\text{Peak}} = 20 \text{ kW}$. Damit ergibt sich die optische Leistungsdichte für die Spitzenleistung der Pulse im Fokus des Teleskops

$$\psi = \frac{P_{\text{Peak}}}{\pi w_0^2} = \frac{20 \text{ kW}}{\pi \cdot (0,47 \text{ mm})^2} = 28\,800 \frac{\text{W}}{\text{mm}^2}. \quad (3.5)$$

Der Wert von 250 W/mm^2 ist allerdings für die Verwendung von Dauerstrich-Lasern angegeben und berücksichtigt nicht die Beschädigung durch gepulste Laser. In der Regel liegt die Schadensschwelle für die Spitzenleistung der Pulse um einige Größenordnungen höher als die Schwelle für die Durchschnittsleistung von Continuous-Wave Lasern.

Für die Faser wird von Thorlabs eine Schadensschwelle für gepulste Laser genannt. Verwendet wird eine polarisationserhaltende PANDA FC/APC Faser. Als Wert wird von Thorlabs eine theoretische Schadensschwelle von 5 GW/cm^2 und eine sichere Schadensschwelle von 1 GW/cm^2 angegeben.

Um zu ermitteln, welche Spitzenleistung von der Faser noch toleriert wird, muss mithilfe des Modenfelddurchmessers der Faser die Fläche bestimmt werden, wodurch zurück auf die maximal erlaubte Spitzenleistung geschlossen werden kann. Der Modenfelddurchmesser der verwendeten Faser beträgt $3,3 \mu\text{m}$ bei einer Wellenlänge von 515 nm , was fast genau der verwendeten Wellenlänge des LIAD-Lasers entspricht. Damit erhält man

$$P_{\text{Peak}} = \pi \cdot \left(\frac{\text{MFD}}{2}\right)^2 \cdot 5 \frac{\text{GW}}{\text{cm}^2} = 428 \text{ W}. \quad (3.6)$$

Das liegt weit unterhalb der 20 kW Spitzenleistung, die der Laser bei 50 kHz erreicht.

Um die Faser nicht zu beschädigen, muss entsprechend viel Leistung mithilfe der Kombination aus $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen und Polarisierenden Strahlteilern abgelenkt werden. Die maximale Spitzenleistung der Faser ergibt eine Pulsenergie von ungefähr

$$E_{\text{Puls}} = P_{\text{Peak}} \cdot T_{\text{Puls}} = 428 \text{ W} \cdot 1,25 \text{ ns} = 535 \text{ nJ} \quad (3.7)$$

vor der Faser. Hier wird die Form des Pulses als Rechteck genähert.

Der Wert für die Pulsbreite wurde Abbildung 3.1 entnommen.

Hält man sich an die sichere Schadensschwelle der Faser, erreicht man Pulsenergien von $E_{\text{Puls}} = 107 \text{ nJ}$ vor der Faser.

Entsprechend kann der Aufbau problemlos betrieben werden, wenn darauf geachtet wird, mit den Strahlteilern so viel Leistung abzulenken, dass die Faser nicht beschädigt wird. Die verbleibende Leistung kann den restlichen optischen Instrumenten nicht gefährlich werden.

3.1.3 Laserpulse bei verschiedenen Pulsenergien

Das Signal des Lasers wurde über den Aufbau in Kapitel 2.1.2 durch die Zelle geleitet und dahinter von einer schnellen Photodiode⁵ aufgenommen. Pro Messung sind 200 Pulse aufgenommen worden, die gemittelt in Abbildung 3.3 abgebildet sind. In der Abbildung ebenfalls eingetragen sind die Jitter des Pulses in Amplitude und Zeit in Form von Fehlerbalken im Maximum des Pulses. Man erkennt deutlich, dass die Form des Pulses leicht asymmetrisch ist, was dem Sättigungseffekt der Photodiode zugesprochen werden kann.

Puls-Jitter Weitere wichtige Informationen, die man der Aufnahme der Pulse entnehmen kann, sind die Jitter des Pulses. Hierfür wurde in jeder der 200 Pulse pro Messung das Maximum des Pulses bestimmt, um den Zeit-Jitter und den Amplituden-Jitter der Pulse zu ermitteln. Hierfür werden die Positionen der Spitzen in der Zeit und in der Amplitude in jeweils einem Histogramm gesammelt und anschließend mit dem Fit einer Gaußschen Normalverteilung versehen, um die Standardabweichung zu ermitteln. Das Histogramm und der zugehörige Fit sind zur Ermittlung des Zeit- und des Amplituden-Jitters beispielhaft für die erste Puls-Messung in Abbildung 3.4 dargestellt.

Zur Bestimmung des Jitters sind die Werte des FWHM des Fits für die Messungen in Tabelle 3.2 eingetragen. Zusätzlich wurde der Amplituden-Jitter auf das Maximum des gemittelten Pulses normiert, um eine bessere Vergleichbarkeit zwischen Messungen bei verschiedenen Pulshöhen zu schaffen. Die Jitter sind ebenfalls in Abbildung 3.3 als Fehlerbalken des Pulsmaximums eingetragen.

Der durchschnittliche Zeit-Jitter beträgt $J_{\text{Zeit}} = 0,49 \text{ ns}$ und der durchschnittliche relative Amplituden-Jitter liegt bei $J_{\text{Amp}} = 16 \%$.

Darüber hinaus gilt es noch zu ermitteln, welche Pulsenergie die Pulse besitzen. Um die Pulsenergie zu bestimmen, muss zunächst einmal die aufgenommene Fotospannung in eine Leistung umgerechnet werden.

⁵Verwendet wurde eine *EOT ET-4000 GaAs Fotodiode*.

Hierfür wird vom Hersteller ein Wert für die *Responsivity*, Ansprechvermögen, der Fotodiode von $\text{Resp} = 0,13 \text{ A/W}$ bei 532 nm angegeben. Zusätzlich wird der Hinweis gegeben, dass aufgrund des 50Ω Innenwiderstands die Responsivity zur Bestimmung der Leistung halbiert werden muss.

Nach dem Ohmschen Gesetz kann man den Strom durch die Spannung und den Widerstand ausdrücken und erhält

$$P_{\text{Peak}} = \frac{U_{\text{Peak}}}{R \cdot \text{Resp}/2} = U_{\text{Peak}} \cdot 0,3077 \text{ A} \cdot \text{ND}, \quad (3.8)$$

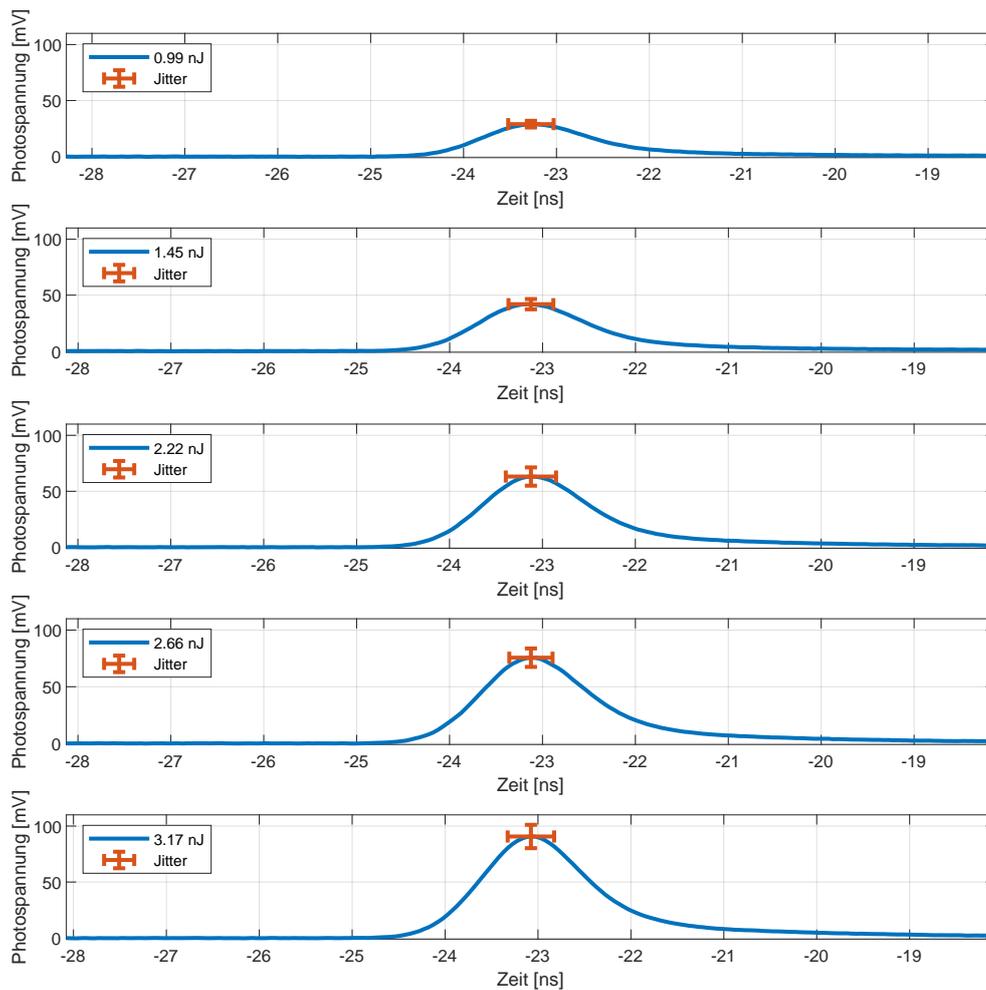


Abbildung 3.3: Das Signal auf einer Fotodiode über viele Pulse gemittelt bei verschiedener Leistung des LIAD-Lasers, reguliert durch einen polarisierenden Strahlteiler. Zusätzlich ist auch der bestimmte Jitter aufgetragen. Normalisiert man die Puls-Amplitude, unterscheiden sich die Pulse untereinander nicht in ihrer Form.

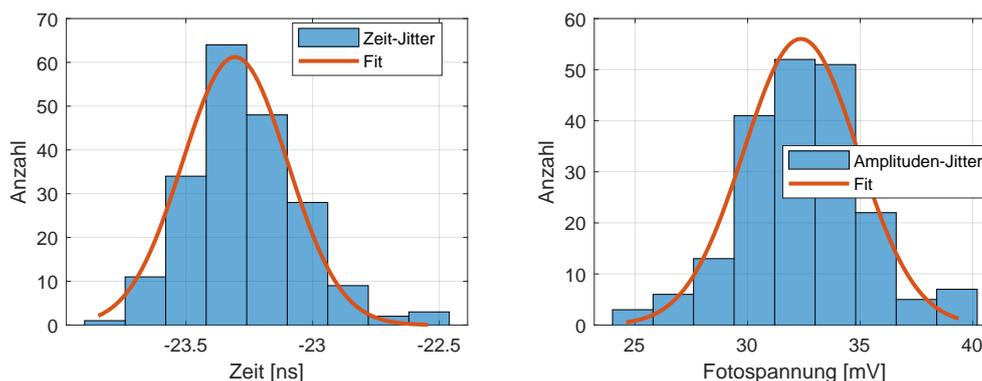


Abbildung 3.4: Beispielhaftes Histogramm der Zeit und der Fotospannung der ersten Messung. Das Histogramm ist aus den Koordinaten des Puls-Maximums vieler Aufnahmen der Pulse unter gleichen Bedingungen gebildet. Das Histogramm ist mit einem Fit der Form einer Gauß-Verteilung versehen worden, um den Jitter zu ermitteln.

Tabelle 3.2: Aus den Aufnahmen vieler Pulse ermittelte Zeit- sowie Amplituden- und relativer Amplituden-Jitter für fünf verschiedene Pulsenergien.

Pulsenergie in [nJ]	Zeit-Jitter [ns]	Amp-Jitter [mV]	relativer Amp-Jitter
0,99	0,49	5,99	15 %
1,45	0,48	9,20	16 %
2,22	0,54	16,35	19 %
2,66	0,47	16,30	16 %
3,17	0,50	20,85	16 %

mit einem zusätzlichen Faktor ND, der den ND-Filter vor der Fotodiode berücksichtigt.

Wird nun jeder Puls als Rechteck, mit der Breite des FWHM-Werts des Pulses, und seinem Maximum als Höhe angenähert, dann erhält man als Pulsenergie

$$E_{\text{Puls}} = T_{\text{Puls}} \cdot P_{\text{Peak}} = T_{\text{Puls}} \cdot U_{\text{Peak}} \cdot 0,3077 \text{ A} \cdot \text{ND}, \quad (3.9)$$

Damit ist es möglich, jedem Puls der auf der Fotodiode aufgenommen wird, eine Pulsenergie zuzuordnen.

3.1.4 Laserpulse bei verschiedenen Repetitionsraten

Zudem wurden Pulse des LIAD-Lasers bei verschiedenen Repetitionsraten von 10 kHz – 100 kHz in Schritten von 10 kHz aufgenommen. Wie oben wurden die Jitter bestimmt und in Tabelle 3.3 aufgetragen.

Der mittlere Puls bei jeweils einer Repetitionsrate ist für alle aufgenommenen Repetitionsraten in Abbildung 3.5 zusammen mit dem Jitter abgebildet.

In der Abbildung ist deutlich zu sehen, dass die Pulsbreite für höhere Repetitionsraten zunimmt, wie in Abbildung 3.1 schon gezeigt.

Zur Charakterisierung der Pulse ist die Repetitionsrate zusammen mit dem Jitter in Abbildung 3.6 aufgetragen, wobei der Fehler in der Pulsbreite als die Standardabweichung

chung von Mittelwert berechnet wurde und der Fehler im Zeit-Jitter aus der Fitfunktion im Histogramm (Abbildung 3.4).

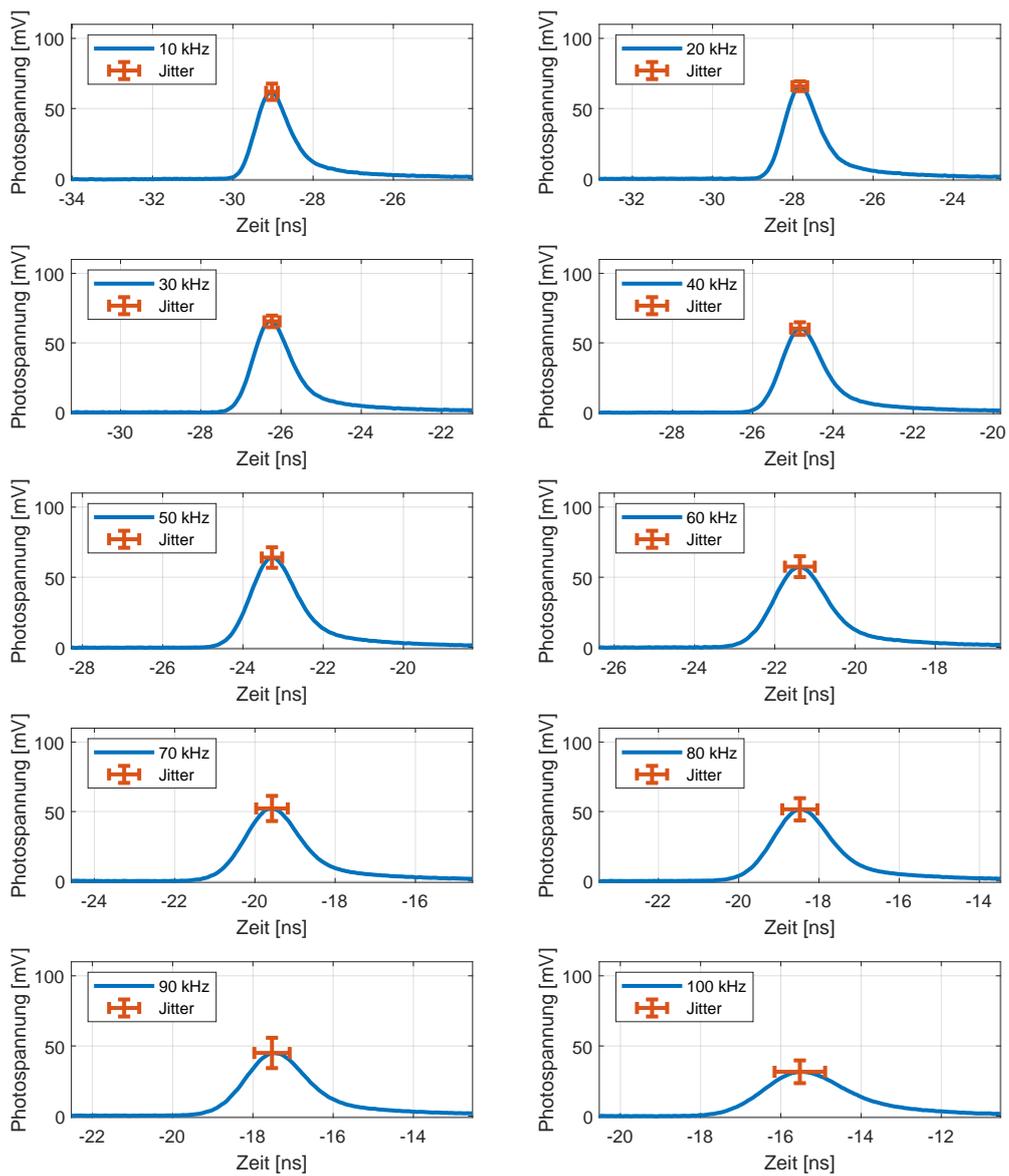


Abbildung 3.5: Aufnahme des Laserpulses bei 10 verschiedenen Repetitionsraten des Lasers. Abgebildet sind ebenfalls die Jitter der Pulse als Fehlerbalken im Maximum des Pulses.

Tabelle 3.3: Pulsbreite, Zeit-Jitter, sowie relativer Amplituden-Jitter der Laser-Pulse bei verschiedenen Repetitionsraten zur Charakterisierung des Lasers.

Repetitionsrate [kHz]	Pulsbreite [ns]	Zeit-Jitter [ns]	rel. Amplituden-Jitter
10	0,84	0,29	15 %
20	0,84	0,37	9 %
30	0,89	0,38	10 %
40	0,99	0,44	12 %
50	1,12	0,51	16 %
60	1,26	0,74	18 %
70	1,28	0,79	21 %
80	1,32	0,88	19 %
90	1,45	0,88	25 %
100	1,85	1,26	24 %

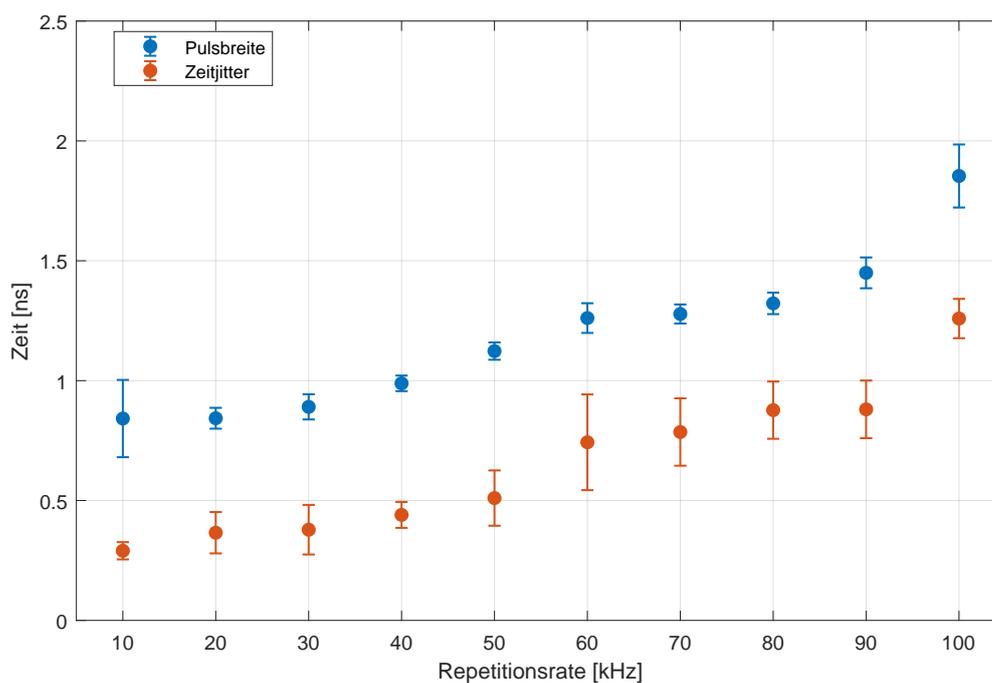


Abbildung 3.6: Pulsbreite und Jitter der Pulse des LIAD-Lasers bei verschiedenen Repetitionsraten. Der Fehler der Pulsbreite ergibt sich aus der Standardabweichung vom Mittelwert der einzelnen Pulse und der Fehler des Jitters ergibt sich aus der Fitfunktion des Histogramms.

3.2 LIAD-Messungen

In diesem Kapitel ist die Durchführung der LIAD-Messung beschrieben. Der LIAD-Effekt wird qualitativ erklärt und anschließend werden die Ergebnisse präsentiert.

3.2.1 Grundlagen der LIAD

Lichtinduzierte atomare Desorption (LIAD) bezeichnet das Ablösen von einer Oberfläche durch das Beleuchten dieser mit nicht-resonantem Licht [7, 8]. In dieser Arbeit wird der LIAD-Effekt dazu verwendet, um die optische Dichte an Rubidium-Atomen innerhalb der Zelle zu erhöhen.

Die optische Dichte ist ein Maß für die Abschwächung, die das Licht erfährt, das ein Medium durchquert. In dieser Arbeit erfolgt die Abschwächung durch Absorption von resonantem Licht beim Durchqueren der Mikrozele.

Typischerweise wird, um die optische Dichte zu erhöhen, die Zelle aufgeheizt. Dadurch steigt die Atomdichte innerhalb der Zelle an. Allerdings ist es nicht immer praktisch mit hohen Temperaturen zu arbeiten, da sich unter Hitzeeinwirkungen die optischen Komponenten, wie Linsen, Spiegel oder die Zelle ausdehnen und sich dadurch relativ zueinander verschieben können. Außerdem ist die Temperatur der Zelle umso anfälliger gegen Temperaturschwankungen, je größer die Abweichung der Zelltemperatur von der Labortemperatur ist.

Das ist der Grund, weshalb in dieser Arbeit der LIAD-Effekt untersucht werden soll. Gelingt es mithilfe von LIAD, die optische Dichte innerhalb der Zelle zu erhöhen, ohne dass sie auf hohe Temperaturen geheizt werden muss, gewährleistet dies stabilere Rahmenbedingungen für weitere Projekte.

Die beiden Glaswände der Zelle haben einen sehr geringen Abstand im Bereich einiger μm (siehe Kapitel 2.2.4). Im Vergleich dazu ist die Oberfläche der Glaswände relativ groß, was natürlich den LIAD-Effekt begünstigt.

Im Inneren der Zelle adsorbieren viele Rubidium-Atome auf der Innenseite der Glas-

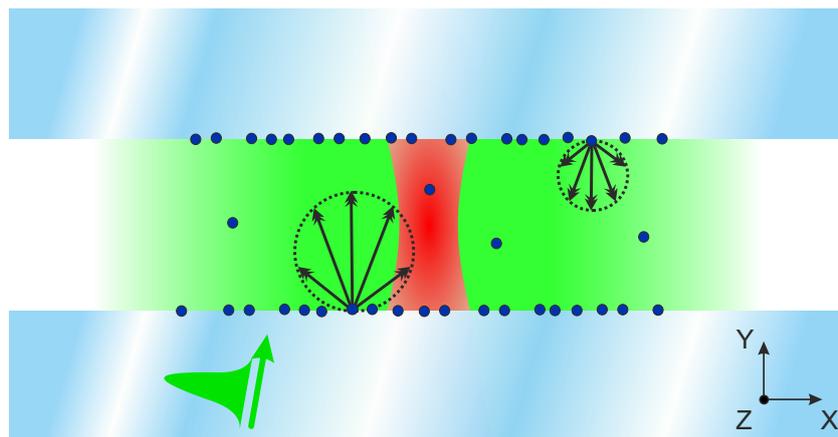


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des LIAD-Effekts. Rubidium-Atome (blaue Punkte), die am Glas der Zelle adsorbiert sind, lösen sich (schwarze Pfeile) unter Einstrahlung des LIAD-Lasers (grün) ab und werden resonant durch den Probe-Laser (rot) angeregt. [4]

wand an der Saphir-Beschichtung, bis diese die gesamte Innenwand bedecken. Der Vorgang der Adsorption ist ein ähnlicher wie für SiO_2 -Glas, bei dem die Rubidium-Atome an Sauerstoff-Gruppen binden. Durch die Anregung durch Photonen, die auf die Glaswand treffen, wird der energetische Zustand des Rubidiums angehoben und in einen antibindenden Zustand gebracht, wodurch sich die Rubidium-Atome von der Innenwand der Mikrozele ablösen und im Innenvolumen zur optischen Dichte beitragen.

Die Stellen, an denen vorher ein Rubidiumatom gebunden war, stehen nach der Desorption natürlich weiteren Rubidium-Atomen zur Verfügung, die kurz nach dem Puls den Platz einnehmen. Entsprechend geht die optische Dichte nach dem Ende der Lichteinwirkung wieder zurück und nimmt den ursprünglichen Wert an.

Ist die Zelle größer als die Fläche des LIAD-Lasers, dann können sich die Atome nach der Desorption in einem Bereich der Zelle befinden, der nicht von dem LIAD-Puls getroffen wird. Das könnte dazu führen, dass wenn die Zeit zwischen den LIAD-Pulsen nicht ausreicht, um das thermische Gleichgewicht in der Zelle wiederherzustellen, die optische Dichte im Bereich der Zelle, in der der LIAD-Effekt wirkt, tatsächlich reduziert wird.

Das Prinzip des LIAD-Prozesses ist schematisch in Abbildung 3.7 dargestellt.

3.2.2 Messmethode

Der Aufbau ist derselbe wie in Kapitel 2.2.2. Das Licht des LIAD-Lasers wird auf die schnelle Fotodiode gelenkt, während der Strahl des 780 nm Probe-Lasers stark abgeschwächt wird und anschließend auf zwei Einzelphotonendetektoren⁶ trifft.

Der Probe-Laser ist in diesem Kapitel auf die Frequenz des Übergangs von $\text{Rb}^{87} 5S_{1/2} F = 3$ auf $5P_{3/2} F = 4$ stabilisiert.

Bevor das Licht des Probestrahls die Zelle erreicht wird es erst mit einer Reihe an ND-Filtern soweit abgeschwächt, dass die Leistung Einzelphotonenlevel erreicht, sonst beschädigt das Licht die Detektoren.

Der Controller des Lasers, sowie Controller des AOMs und das Oszilloskop werden extern vom Experimentrechner getriggert. Der Laser wurde auf eine Frequenz von 50 kHz getriggert und durch die Amplitudenmodulation des AOMs wurden die Pulse so ausgewählt, dass die Pulse eine Frequenz von 50 Hz erreichen.

Eine Sequenz beginnt mit dem Trigger des Oszilloskops, danach wird eine Zeitspanne von 100 ns gemessen. Der Trigger des Lasers und des AOMs ist so eingestellt, dass der Puls in dieser Zeit auf die Probe trifft. Aufgenommen werden viele Sequenzen, wobei jeweils aufgenommen wird, zu welchem Zeitpunkt einer Sequenz ein Photon gemessen wird. Die Photonendetektionen werden anschließend in einem Histogramm zusammengesetzt.

Zusätzlich wird zu jeder Messreihe, wird auch eine Messung ohne Puls durchgeführt. Eine Messung beinhaltet 50 000 Sequenzen, und dauert einige Minuten.

⁶Verwendet wird ein *Excelitas SPCM-AQRH-10-FC Single Photon Counting Module*.

3.2.3 Ergebnisse

Gemessen wurden der LIAD-Effekt bei verschiedenen Pulsenergien und bei verschiedenen Repetitionsraten. Diese Messungen wurden bei einer Zelldicke von $L_{\text{Zelle}} = 2,4 \mu\text{m}$ durchgeführt.

LIAD in Abhängigkeit der Pulsenergie Untersucht wurde zunächst der LIAD-Effekt in Abhängigkeit von der verwendeten Pulsenergie. Es wurden fünf Messungen und eine Hintergrundmessung durchgeführt, wobei die Hintergrundmessung der Kalibrierung des Lichtlevels dient, um eine Referenz zur Optischen Dichte ohne LIAD-Effekt herzustellen.

Die Zeiten, wann ein Photon einen Detektor erreicht hat; sind für diese Messungen in einem Histogramm in Abbildung 3.8 gezeigt.

Die Histogramme haben 50 Klassen und die Höhe jeder Klasse gibt an, wie viele Photonen in diesem Zeitabschnitt der Sequenz gemessen wurden. Sobald der LIAD-Puls die Zelle trifft, werden in der Zeit während und kurz nach dem Puls deutlich weniger Photonen gemessen als vor dem Puls.

Zur Ermittlung der Pulsenergie wurde Gleichung (3.9) verwendet. In dieser Messreihe wurde vor der Fotodiode ein Thorlabs NE20-Filter verwendet, der um den Faktor $\text{ND} \approx 100$ abschwächt. Für den Puls der ersten Messung ergibt sich beispielsweise

$$E_{\text{Puls},01} = 1,108 \text{ ns} \cdot 28,923 \text{ mV} \cdot 0,308 \text{ A} \cdot 100 \approx 0,99 \text{ nJ}. \quad (3.10)$$

Hierbei sind die Pulsbreite und die maximale Photospannung aus den aufgenommenen Pulsen bestimmt worden.

Die Pulsenergien sind bereits in Abbildung 3.8 als Legende eingetragen und liegen in der Größenordnung einiger nJ.

Natürlich ist nicht nur die Anzahl der Photonen interessant, die vor und nach dem Puls den Detektor erreichen, sondern wie sich die optische Dichte nach dem Puls relativ zur optischen Dichte ohne Puls ändert. Die optische Dichte dient als Maß für die Abschwächung von Licht beim Durchqueren der Zelle. Die Abschwächung erfolgt hier durch das Resonante Anregen der Rubidium-Atome durch den Probe-Laser, wobei die Photonen absorbiert werden. Wenn sich durch den LIAD-Effekt mehr Atome in der Zelle befinden, dann erhöht das die optische Dichte.

Die Änderung der optischen Dichte wird bestimmt mit

$$\Delta\text{OD} = \ln \left(\frac{N_0}{N} \right), \quad (3.11)$$

mit N , der Anzahl der Photonen in einer Klasse und N_0 , der aus der Kalibrierung bestimmt wird. ΔOD bezeichnet die Änderung der optischen Dichte relativ zur Offset-Messung ohne Puls.

Auf diese Art und Weise kann jeder Klasse des Histogramms eine optische Dichte zugeordnet werden. Die optische Dichte der Messungen ist gegen die Zeit in Abbildung 3.9 aufgetragen, wobei die verwendete Pulsenergie in der Legende vermerkt ist.

Hier kann der Verlauf der optischen Dichte gut betrachtet werden. Mit Eintreffen des Pulses steigt die optische Dichte sehr stark an, erreicht dann ihr Maximum und sinkt

dann wesentlich langsamer, als sie gestiegen ist, wieder ab. Die Maximale optische Dichte hängt von der verwendeten Pulsenergie ab. Für hohe Pulsenergien wird die optische Dichte deutlich größer als für geringe Pulsenergien.

Zur besseren Veranschaulichung, wie der Anstieg der optischen Dichte von der verwendeten Pulsenergie abhängt, wurde die maximale optische Dichte gegen die Pulsenergie in Abbildung 3.10 aufgetragen.

Tatsächlich steigt die maximale Änderung der optischen Dichte mit der verwendeten Pulsenergie an. Mit den hier verwendeten Pulsenergien erreicht die optische Dichte nicht einmal den Wert 1. Unter Verwendung größerer Pulsenergien ist es allerdings voraussichtlich möglich optische Dichten von wesentlich größeren Werten zu erreichen.

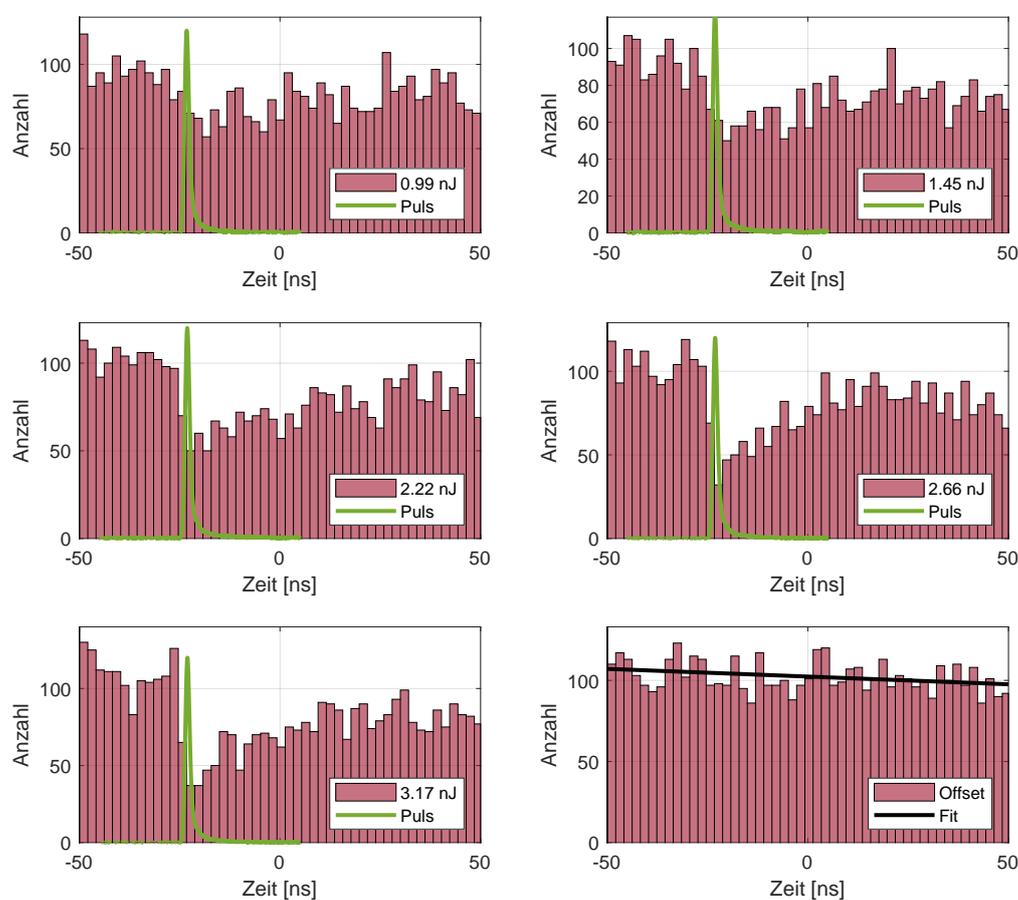


Abbildung 3.8: Histogramme der gemessenen Photonen in Abhängigkeit des Zeitpunkts für fünf verschiedene Messungen mit unterschiedlichen Pulsenergien. Eine exakte zeitliche Einordnung des LIAD-Pulses ist aufgrund der variablen Kabellänge zwischen der Photodiode und dem Oszilloskop nicht möglich. Es ist zu sehen, dass gemessene Photonenzahl nach Eintreffen des Pulses um bis zur Hälfte abnimmt. Die letzte Messung dient zur Kalibrierung des Offsets.

LIAD in Abhängigkeit der Repetitionsrate Analog zu oben wurde der LIAD-Effekt bei verschiedenen Repetitionsraten aufgenommen. Dabei wurde die Repetitionsrate des Laser-Controllers auf 50 kHz gestellt und mithilfe des Pulse-Pickers die Pulse so gewählt, dass man die gewünschte Puls-Rate erreicht.

Die aufgenommenen Histogramme für den LIAD-Effekt sind für verschiedene Repeti-

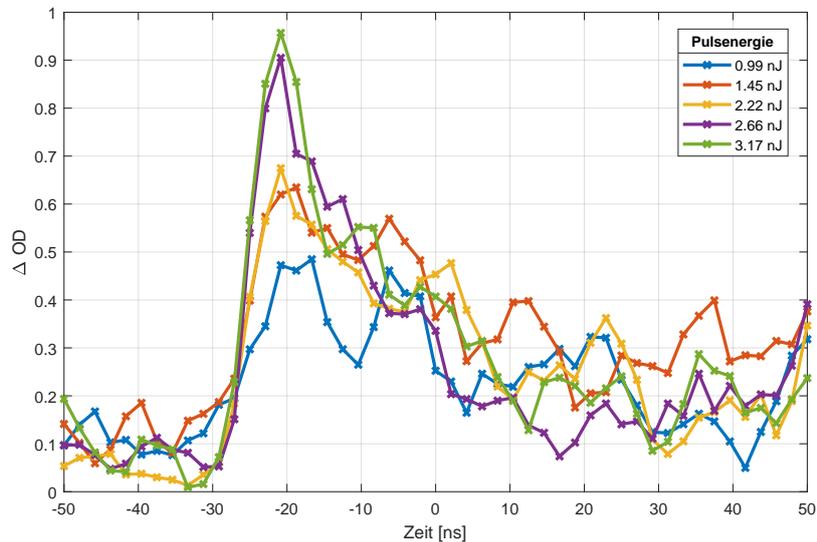


Abbildung 3.9: Ermittelte Änderung der optischen Dichte für fünf verschiedene Pulsenergien in Abhängigkeit der Zeit. Das Maximum der optischen Dichte liegt bei jeder Pulsenergie am selben Zeitpunkt.

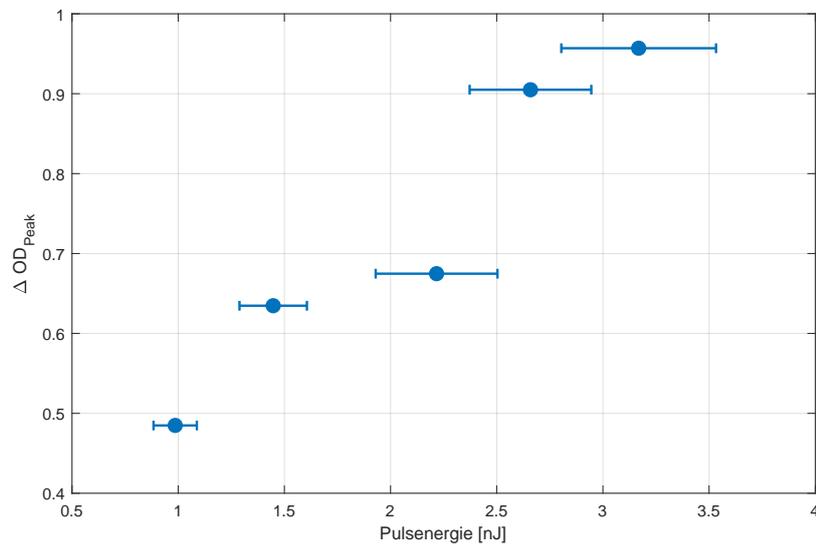


Abbildung 3.10: Maximale Änderung der optische Dichte gegen die Energie des verwendeten LIAD-Pulses aufgetragen. Der Fehler in der Pulsenergie ergibt sich aus dem Amplituden-Jitter der Pulse. Man sieht, dass der Anstieg der optischen Dichte mit der Pulsenergie linear verläuft.

tionsraten in Abbildung 3.11 dargestellt. Die Pulsenergie ist bei allen Repetitionsraten dieselbe gewesen und beträgt in etwa 3 nJ.

Wie oben ist wieder die Änderung der optische Dichte bestimmt worden und in Ab-

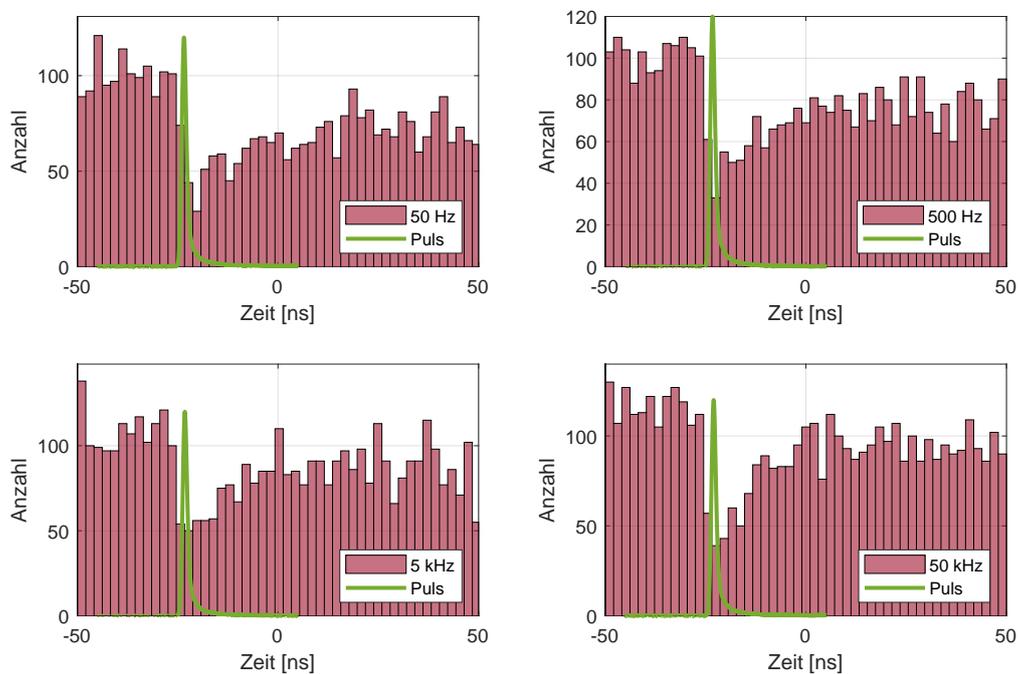


Abbildung 3.11: Histogramme der gemessenen Photonen für verschiedene Repetitionsraten aber gleicher Pulsenergie des LIAD-Lasers.

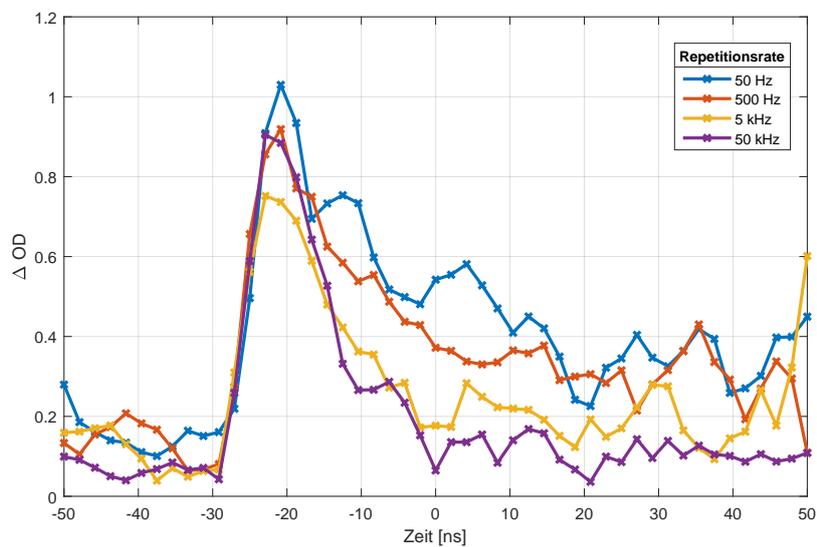


Abbildung 3.12: Änderung der optischen Dichte für verschiedene Repetitionsraten und gleicher Pulsenergie.

bildung 3.12 aufgetragen. Die Änderung der optischen Dichte ist wieder mithilfe einer Messung ermittelt worden, die keinen Puls enthält, um den Offset zu kalibrieren.

Das Maximum der Änderung der optischen Dichte nimmt bei allen Repetitionsraten einen ähnlichen Wert an.

Man sieht, dass auf der Zeitskala einiger Minuten, die Repetitionsrate keinen Einfluss auf den Verlauf der relativen optischen Dichte hat.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde ein neuer Laser für die Verwendung des LIAD-Effekts aufgebaut, sowie die Messung des LIAD-Effekts vorbereitet und durchgeführt.

Dafür wurde zunächst der verwendete LIAD-Laser mit einer Repetitionsrate von bis zu 100 kHz auf dem optischen Tisch platziert und ein optischer Aufbau zur Kontrolle des Lasers realisiert. Hierbei wurde ein akustooptischer Modulator als Pulse-Picker integriert, um durch gezieltes Wählen der Pulse die Repetitionsrate steuern zu können.

Anschließend wurden die Strahlen des LIAD-Lasers und des Probe-Lasers an der Stelle, an der später die Mikro-Dampfzelle platziert wird, überlappt und die Fokusse gemessen. Zur Erzeugung des Fokus wurde eine Linse mit hoher numerischer Apertur verwendet. Die ermittelten Strahltaillen sind

$$\begin{aligned}w_{780\text{nm},X} &= (1,73 \pm 0,02) \mu\text{m}, \\w_{780\text{nm},Z} &= (1,77 \pm 0,01) \mu\text{m} \quad \text{und} \\w_{532\text{nm},X} &= (8,11 \pm 0,67) \mu\text{m}, \\w_{532\text{nm},Z} &= (11,7 \pm 2,2) \mu\text{m}.\end{aligned}$$

Die Rayleigh-Länge der Strahlen konnte ebenfalls bestimmt werden. Sie beträgt

$$\begin{aligned}z_{R,780} &= (9,9 \pm 1,7) \mu\text{m}, \\z_{R,532} &= (84 \pm 30) \mu\text{m}.\end{aligned}$$

Außerdem konnte die Dicke der Mikrozelle im Fokus der Laser kalibriert werden, indem das Interferenzmuster der Zelle als Fabry-Perot-Interferometer verwendet wurde.

Zur Charakterisierung des Lasers wurden Pulse bei verschiedenen Puls-Energien und Repetitionsraten des Lasers aufgenommen und die absoluten und relativen Jitter bestimmt.

Zuletzt wurden erfolgreich die ersten LIAD-Messungen durchgeführt. Dabei ist für verschiedenen Pulsenergien der LIAD-Effekt gemessen worden, indem die relative optische Dichte innerhalb der Mikrozelle betrachtet wurde, bevor und nachdem ein Puls des LIAD-Lasers auf die Zelle trifft. Bei Pulsenergien von etwa 3 nJ konnte so, bei der Spektroskopie des Übergangs von $\text{Rb}^{87} 5S_{1/2} F = 3$ auf $5P_{3/2} F = 4$, eine optische Dichte von fast 1 erreicht werden. Für verschiedene Repetitionsraten im Bereich von 50 Hz bis 50 kHz ist auf kurzen Zeitskalen kein Unterschied zwischen den Messungen mit verschiedenen Repetitionsraten zu erkennen.

In Zukunft können systematische Messungen des LIAD-Effekts in Abhängigkeit der Repetitionsrate auch auf längeren Zeitskalen und größeren Pulsenergien durchgeführt werden. Dadurch kann im Pulsed Four-Wave-Mixing Projekt bei der Verwendung der Mikrozelle die optische Dichte so weit erhöht werden, dass es möglich sein wird, mit höheren Repetitionsraten Einzelphotonen zu erzeugen, als es bisher der Fall war.

Literatur

- [1] T. L. Nicholson, S. L. Campbell, R. B. Hutson, G. E. Marti, B. J. Bloom, R. L. McNally, W. Zhang, M. D. Barrett, M. S. Safronova, G. F. Strouse, W. L. Tew und J. Ye. “Systematic evaluation of an atomic clock at 2×10^{-18} total uncertainty”. In: *Nature Communications* **6** (2015), S. 6896.
- [2] J. Kitching. “Chip-scale atomic devices”. In: *Applied Physics Reviews* **5.3** (2018), S. 031302.
- [3] R. Vicarini, V. Maurice, M. Abdel Hafiz, J. Rutkowski, C. Gorecki, N. Passilly, L. Ribetto, V. Gaff, V. Volant, S. Galliou und R. Boudot. “Demonstration of the mass-producible feature of a Cs vapor microcell technology for miniature atomic clocks”. In: *Sensors and Actuators A: Physical* **280** (2018), S. 99–106.
- [4] F. Ripka. “A Single-Photon Source Based on Strongly Interacting Thermal Rydberg Atoms”. Dissertation. Universität Stuttgart, Juni 2019.
- [5] F. Ripka, H. Kübler, R. Löw und T. Pfau. “A room-temperature single-photon source based on strongly interacting Rydberg atoms”. In: *Science* **362**.6413 (2018), S. 446–449.
- [6] A. Gozzini. “Light-Induced Ejection of Alkali Atoms in Polysiloxane Coated Cells”. In: *Il Nuovo Cimento D* (1993).
- [7] M. Meucci, E. Mariotti, P. Bicchi, C. Marinelli und L. Moi. “Light-Induced Atom Desorption”. In: *Europhysics Letters (EPL)* **25.9** (1994), S. 639–643.
- [8] A. Burchianti, C. Marinelli, A. Bogi, J. Brewer, K. Rubahn, H.G. Rubahn, F. Della Valle, E. Mariotti, V. Biancalana, S. Veronesi und L. Moi. “Light-induced atomic desorption from porous silica”. In: *A Letters Journal Exploring The Frontiers Of Physics* (2004).
- [9] D. Martin, T. Jacob, F. Stietz, B. Fricke und F. Träger. “Site-selective, resonant photochemical desorption of metal atoms with laser light: manipulation of metal surfaces on the atomic scale”. In: *Surface Science Letters* (2003).
- [10] F. Balzer, R. Gerlach, J.R. Manson und H.G. Rubahn. “Photodesorption of Na atoms from rough Na surfaces”. In: *AIP The Journal of Chemical Physics* (1997).
- [11] E.B. Alexandrov und M.V. Balabas. “Light-induced desorption of alkali-metal atoms from paraffin coating”. In: *Physical Review* (2002).
- [12] A. Burchianti, A. Bogi, C. Marinelli, C. Maibohm, E. Mariotti und L. Moi. “Reversible Light-Controlled Formation and Evaporation of Rubidium Clusters in Nanoporous Silica”. In: *Physical Review Letters* (2006).
- [13] T. Kawalec, M. Kasproicz, L. Jozefowski, A. Burchianti, C. Marinelli und H.G. Rubahn. “Dynamics of laser-induced cesium atom desorption from porous glass”. In: *Chemical Physics Letters* **420** (März 2006), S. 291–295.
- [14] J. Brewer, A. Burchianti, C. Marinelli, E. Mariotti, L. Moi, K. Rubahn und H.G. Rubahn. “Pulsed laser desorption of alkali atoms from PDMS thin films”. In: *Applied Surface Science* (2004).

- [15] A. Burchianti, C. Marinelli, A. Bogi, E. Mariotti, S. Veronesi, F. Della Valle, G. Bevilacqua und L. Moi. "Light-induced atomic desorption from PDMS films and porous glass: application and fundamental issues". In: *Journal of Physics: Conference Series* (2005).
- [16] W. Demtröder. *Laserspektroskopie 1*. 3. Aufl. Bd. 1. 1. Prof. Dr. Wolfgang Demtröder Universität Kaiserslautern FB Physik Erwin-Schrödinger-Straße 46 67663 Kaiserslautern, Deutschland: Springer, Juli 2011.
- [17] Edmund-Optics. *Gaussian-Beam*. URL: <https://www.edmundoptics.de/resources/tech-tools/gaussian-beams/>.
- [18] H.Haken und H.C.Wolf. *Atom- und Quantenphysik Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. 8. Aufl. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2004.
- [19] Daniel A. Steck. *Rubidium 85 D Line Data*. Sep. 2013. URL: <https://steck.us/alkalidata/rubidium85numbers.pdf>.
- [20] Daniel A. Steck. *Rubidium 87 D Line Data*. Sep. 2013. URL: <https://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>.
- [21] *Wedge HF Performance Curves*. URL: <https://rpmclasers.com/wp-content/uploads/products/Wedge%20HF%20532nm%20Performance%20Curves.pdf>.
- [22] *Gaussian Laser Beam: Knife Edge Manual*. Department of Physics Indian Institute Of Technology Madras , Chennai. URL: <http://www.physics.iitm.ac.in/~ph5060/manuals/Gaussianlaserbeam.pdf>.
- [23] Thorlabs. *Laser Induced Damage Threshold Tutorial*. URL: <https://www.thorlabs.com/tutorials.cfm?tabID=762473b5-84ee-49eb-8e93-375e0aa803fa>.

Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei Professor Tilman Pfau für die Möglichkeit danken, am 5. Physikalischen Institut meine Bachelorarbeit zu schreiben und einen Einblick in die spannende Arbeit des Instituts zu erhalten.

Besonders möchte ich Florian Christaller danken, der mich während meiner Zeit am Institut stets mit viel Geduld betreut hat. Ihm danke ich auch für die Vorstellung des Themas und das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Auch möchte ich mich bei Fabian Ripka für die Vorstellung dieses Themas bedanken und ebenso für das Korrekturlesen dieser Arbeit. Außerdem danke ich ihm dafür, dass er mir stets hilfsbereit alle meine Fragen beantwortete.

Natürlich bedanke ich mich auch beim gesamten 3. Stock für die allzeit entspannte und angenehme Arbeitsatmosphäre.

Vielen Dank auch an meine Freunde, die ich während es Studiums kennengelernt habe und die mir immer Gesellschaft leisteten, wenn ich dem Namen der Cafeteria Denkpause wieder einmal alle Ehre gemacht habe.

Ein weiterer besonderer Dank geht an meine Familie und speziell meine Eltern, die mir dieses Studium finanziell ermöglicht haben und stets mit viel Verständnis und Stolz hinter mir standen.