

FAKULTÄT FÜR PHYSIK
DER LUDWIG-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT MÜNCHEN



Aufbau eines Ionisationslasers zur
schnellen und effizienten
Photoionisation von ^{87}Rb -Atomen

Bachelorarbeit

Arbeitsgruppe Prof. Dr. H. Weinfurter
Angefertigt am Lehrstuhl Prof. Dr. T. W. Hänsch
Korrektor: Prof. Dr. Harald Weinfurter

von

Felix Maximilian Daiber

München, den 8. Februar 2013

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Optisches Kühlen von neutralen Atomen	3
2.2	Magneto-optische Falle	3
2.3	Dipolfalle	4
2.4	Photoionisation und mittlere Ionisationszeit	4
3	Optischer Aufbau des Ionisationslasers	7
3.1	Eigenschaften der Laserdiode	7
3.2	Justage des Laser-Kollimators	7
3.3	Aufbau des Strahlengangs	9
3.4	Kopplung in die Glasfaser	9
3.5	Bestimmung von optischer Leistung und Koppeleffizienz	11
4	Elektronische Steuerung der Laserdiode	15
4.1	Erzeugung und Wandlung der Steuersignale	15
4.2	Schutzschaltung	15
4.3	Laserdiodentreiber	16
4.4	Temperaturregler	17
5	Experimentelle Bestimmung der Ionisationsrate von ^{87}Rb-Atomen	19
5.1	Integration des neuen Ionisationslasers in das Hauptexperiment . . .	19
5.2	Optische Leistung des Lasers	19
5.3	Messung der Ionisationszeit	20
6	Zusammenfassung und Ausblick	27

1 Einleitung

Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete? Kann die quantenmechanische Beschreibung der physikalischen Wirklichkeit als vollständig angesehen werden? Diese Fragen stellten Albert Einstein, Boris Podolsky und Nathan Rosen (EPR) in ihrem berühmten Paper [1] aus dem Jahre 1935. John S. Bell entwickelte in seinem Paper *On the Einstein Podolsky Rosen Paradox* [2] aus dem Jahre 1964 eine Klasse von Ungleichungen, die auf EPRs Gedankenexperiment basieren. Diese Bellschen Ungleichungen ermöglichen es experimentell zwischen lokal realistischen Theorien und der Quantenmechanik zu unterscheiden. Seither wurde eine Reihe von Experimenten [3][4][5] durchgeführt, die ausnahmslos die Grenzen des lokalen Realismus überschreiten und die Vorhersagen der Quantenmechanik bestätigen. Alle dieser Experimente besitzen jedoch mindestens eines der folgenden Schlupflöchern:

- Das *Detection Loophole* besteht darin, dass nur ein Teil der im Experiment verschränkten Teilchen wirklich detektiert wird. Hierbei kann argumentiert werden, dass gerade die Teilchen gemessen werden, die den quantenmechanischen Vorhersagen entsprechen. Das *Detection Loophole* kann unter Verwendung sehr hoher Detektionseffizienz geschlossen werden.
- Das *Locality Loophole* besteht darin, dass nach der Messung des einen Teilchens ein lichtschnelles Signal zum anderen Teilchen gelangen und dort die Messung beeinflussen kann. Dieses Problem kann durch die räumliche Trennung der beiden Messstationen und sehr schnelle Messverfahren gelöst werden.

Um beide Schlupflöcher gleichzeitig zu schließen und somit Einsteins mehr als 70 Jahre alte Frage zu beantworten, verfolgt die Gruppe um Harald Weinfurter, in der die vorliegende Arbeit entstanden ist, den Ansatz der Verschränkung zweier 400m entfernter Atome. Um mit diesem Aufbau die Bellsche Ungleichung schlupflochfrei zu verletzen, müssen die Zustände der Atome in wenigen 100ns effizient und schnell gemessen werden.

Hierzu wurde zuerst ein Verfahren angewandt, das darauf beruhte die Atome abhängig von ihrem Zustand durch Photonenimpulsübertrag aus der Dipolfalle zu entfernen und dies durch Fluoreszenzmessungen zu detektieren. Dieses Verfahren erwies sich aber als zu langsam um damit das *Locality Loophole* zu schließen. Die Möglichkeit den Zustand schneller auszulesen bietet die zustandsabhängige Photoionisation der Atome. Dieses Verfahren ist ein wichtiges Werkzeug, das in vielen Experimenten in der Atomphysik und der Quantenoptik Anwendung findet [6][7]. Hierbei werden die Atome mit Laserlicht bestrahlt und abhängig von ihrem atomaren Zustand ionisiert.

Ein wichtiger Faktor bei diesem Verfahren ist die Wahl der verwendeten Laserdiode. Um die Ionisationszeit zu optimieren muss sowohl auf die emittierte Wellenlänge als auch auf die optische Leistung geachtet werden. Einer der für diese Zustandsmessung erforderlichen Ionisationslaser wurde im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut, justiert und an Atomen getestet.

In dieser Arbeit werden zuerst benötigte theoretische Grundlagen erläutert und anschließend der Aufbau und die Justage des Ionisationslaser beschrieben. Hierbei werden die verwendeten Bauteile und das genaue Vorgehen beim Einstellen der Optiken sowie die verwendete Steuerelektronik beschrieben. Im letzten Teil der Arbeit werden die Ergebnisse einer Ionisationsmessung mit dem neuen Laser präsentiert und mit denen eines schon bestehenden Ionisationslasers verglichen.

2 Theoretische Grundlagen

Für viele Experimente an Atomen ist es nützlich oder sogar unabdingbar die Atome zu kühlen und in speziellen Anordnungen zu fangen. Dadurch wird ihre thermische Bewegung verringert, was präzisere Messungen an den Atomen ermöglicht und die Beobachtungszeiten erhöht [8, S.393]. Aus diesem Grund werden verschiedene Methoden angewandt um Atome zu kühlen und zu fangen und sind unerlässlich für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Ionisationsversuche einzelner Atome. Die theoretischen Grundlagen des Kühlens und Fangens neutraler Atome sowie der Photoionisation werden in diesem Kapitel erläutert.

2.1 Optisches Kühlen von neutralen Atomen

Das Prinzip der Laserkühlung von Atomen beruht auf dem Impulsübertrag bei der Absorption von Photonen. Ein Laserstrahl laufe in positiver x-Richtung durch ein atomares Gas. Wenn die Frequenz ω_L des Laserlichts resonant zu einem atomaren Übergang ist, können die Atome Photonen des Lasers absorbieren. Dabei wird der Impuls $\Delta p = \frac{\hbar\omega_L}{c}$ des Photons auf das Atom übertragen. Das angeregte Atom gibt die aufgenommene Energie in Form von Fluoreszenz wieder ab. Dabei findet erneut ein Impulsübertrag auf das Atom statt. Dieser ist aber statistisch in alle Raumrichtungen verteilt und somit über viele Absorptions-Emissionsvorgänge gemittelt null. Die Atome erfahren folglich einen effektiven Impulsübertrag in Strahlrichtung des Lasers.

Um mit diesem Effekt Atome zu kühlen wird eine Lichtfrequenz leicht unterhalb ihrer Resonanzfrequenz gewählt. Für Atome, die dem Laser entgegenfliegen, erscheint das Licht blauverschoben und sie besitzen eine erhöhte Wahrscheinlichkeit es zu absorbieren. Wenn dieses Licht nun aus allen Richtungen auf eine Atomwolke gestrahlt wird, verlieren alle Atome Energie durch Streuung des entgegenkommenden Lichts [9].

2.2 Magneto-optische Falle

Das optische Kühlen ist lediglich in der Lage den Atomen kinetische Energie zu entziehen und sie zu verlangsamen, aber nicht sie räumlich zu speichern. Um beides zu erreichen wird das in [10] beschriebene Verfahren zum Erzeugen einer magneto-optischen Falle benutzt. Hierbei wird unter Verwendung von zirkular polarisiertem Licht und einer Quadrupolmagnetfeldanordnung eine räumliche Kompression der Atome erzielt.

2.3 Dipolfalle

Das Funktionsprinzip einer Dipolfalle für neutrale Atome wird ausführlich in [11] beschrieben und beruht auf der Wechselwirkung eines elektrisch polarisierbaren Mediums mit einem elektrischen Feld. Hierbei entsteht eine anziehende Kraft auf das Medium zum Ort höchster elektrischer Feldstärke. Für den Fall eines Atoms und eines Laserstrahls findet die Wechselwirkung zwischen dem oszillierenden elektrischen Dipolmoment des Atoms, das vom elektrischen Feld des Laserlichtes induziert wird, und dem elektrischen Feld des Laserlichtes selbst statt. Wenn der verwendete Laser rotverstimmt ist, das heißt seine Frequenz ist kleiner als die Übergangsfrequenzen des Atoms, führt dies zu einer anziehenden Kraft des Atoms in Richtung des Ortes mit der höchsten Lichtintensität.

Dieser Effekt ist als AC-Stark-Effekt bekannt und führt zur Verringerung der Grundzustandsenergie des Atoms und ist somit gleichbedeutend mit einem anziehenden Potential. Die Tiefe dieses Potentials hängt zum einen von der Intensität I des Lasers und zum anderen von seiner Verstimmung $\Delta := \omega_0 - \omega_L$ gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz ω_0 ab. Hierbei ist ω_L die Frequenz des Lasers. Für große Verstimmungen ist die Potentialverschiebung durch

$$\Delta E = -\frac{\hbar\Omega^2}{4\Delta} \quad (2.1)$$

gegeben, wobei $\Omega := \frac{1}{\hbar}\mathcal{E}d$ die Rabi-Frequenz ist, die von der Amplitude \mathcal{E} des elektrischen Felds und dem Dipolmoment des Atoms abhängt. Für rotverstimmt Laserlicht ist $\omega_L < \omega_0$ und somit wird der Grundzustand energetisch abgesenkt, was zu einem Dipolpotential von $U_{\text{Dipol}} \sim \frac{I}{\Delta}$ führt.

Um mit Hilfe dieses Effektes einzelne ungeladene Atome zu fangen wird ein Lichtfeld mit lokalem Maximum benötigt. Dies kann zum Beispiel durch einen fokussierten Gaußstrahl realisiert werden. Wie stark die Atome letztendlich in der Falle gebunden sind, hängt von den Beschaffenheiten des Gaußstrahls wie zum Beispiel seiner Fokussierung ab. Wenn einzelne Atome in einer Dipolfalle gefangen sind, können damit vielfältige Experimente wie die im nächsten Abschnitt beschriebenen Versuche zur Photoionisation durchgeführt werden.

2.4 Photoionisation und mittlere Ionisationszeit

Wenn bei der Absorption eines oder mehrerer Photonen durch ein Atom ein Elektron freigesetzt wird, spricht man von Photoionisation. Dabei wird das Elektron aus dem Coulombpotential des Atoms entfernt und hinterlässt ein positiv geladenes Ion. Im Weiteren wird die Photoionisation durch ein einzelnes Photon betrachtet.

Unter der Annahme, dass jedes Photon die gleiche Wahrscheinlichkeit hat ein Atom zu ionisieren und die einzelnen Ionisationsversuche unabhängig voneinander sind, werden N_0 Ionisationsversuche an Atomen durchgeführt. Die Atome werden hierbei mit Laserlicht bestrahlt, dessen Photonenenergie hoch genug ist um die Atome zu ionisieren. Die Anzahl dN_{ion} der nach einem Zeitintervall dt ionisierten Atome

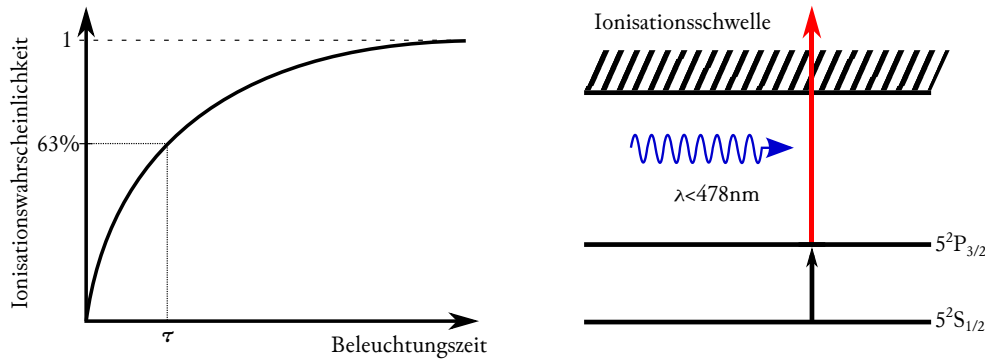


Abbildung 2.1: Links: Exponentieller Verlauf der Ionisationswahrscheinlichkeit eines Atoms bei Beleuchtung mit ionisationsfähigem Laserlicht. Nach der charakteristischen Zeit τ ist die Wahrscheinlichkeit auf $1 - \frac{1}{e} = 63\%$ angestiegen.

Rechts: Schematische Darstellung der Photoionisation eines ^{87}Rb -Atoms aus dem Zustand $5^2P_{3/2}$ durch ein Photon der Wellenlänge $\lambda < 478\text{nm}$.

$$dN_{\text{ion}} = A N_{\text{nicht-ion}} dt \quad (2.2)$$

ist abhängig von der Anzahl $N_{\text{nicht-ion}}$ der noch nicht ionisierten Atome und der Ionisationswahrscheinlichkeit A pro Zeiteinheit. Die Integration dieser Gleichung liefert für die zeitabhängige Anzahl der ionisierten Atome:

$$N_{\text{ion}}(t) = N_0 \left(1 - e^{(-At)}\right) = N_0 \left(1 - e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)}\right) \quad (2.3)$$

Die Anzahl der ionisierten Atome verläuft exponentiell gegen die Gesamtanzahl N_0 der Atome. Die mittlere Zeit \bar{t} bis zur Ionisation lässt sich mit

$$\bar{t} = \frac{1}{N_0} \int_0^{N_0} t dN_{\text{ion}}(t) = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty t \frac{N_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} dt = \frac{1}{\tau} \int_0^\infty t e^{-\frac{t}{\tau}} dt = \tau \quad (2.4)$$

berechnen. Die Zeitkonstante τ ist die Zeit, nach der die Anzahl der überlebenden Atome auf $\frac{1}{e}$ gesunken ist beziehungsweise $1 - \frac{1}{e} = 63\%$ der zu ionisierenden Atome ionisiert wurden und wird als mittlere Ionisationszeit bezeichnet.

Für einen einzelnen Ionisationsversuch an einem Atom bedeutet dies ebenfalls eine mit der Beleuchtungszeit exponentiell gegen eins ansteigende Ionisationswahrscheinlichkeit, wobei die mittlere Ionisationszeit τ zur Beschreibung des Ionisationsverhalten des verwendeten Laserlichts benutzt werden kann. Der exponentielle Verlauf der Ionisationswahrscheinlichkeit sowie die charakteristische Zeit τ ist in Abbildung 2.1 links dargestellt.

Die zum Erreichen einer bestimmten Ionisationszeit benötigte Intensität beziehungsweise Leistung des Ionisationslasers wird im Folgenden am konkreten Beispiel des ^{87}Rb -Atoms abgeschätzt.

Die Ionisationsschwelle für die Photoionisation eines ^{87}Rb -Atoms aus dem $5^2P_{3/2}$ -Zustand beträgt $\lambda = 478\text{nm}$ (schematische Darstellung in Abbildung 2.1 rechts). Die Wellenlänge des verwendeten Laserlichts muss kleiner sein als die der Ionisationsschwelle, wobei der Wirkungsquerschnitt für Wellenlängen nahe der Ionisationsschwelle am größten ist [12]. In [7] wird ein Experiment zur Photoionisation von ^{87}Rb -Atomen beschrieben. Der hierbei verwendete Ionisationslaser besitzt eine Wellenlänge von $\lambda = 473\text{nm}$ und einen Strahldurchmesser von $w_0 = 1,13\mu\text{m}$ bei einer Leistung von $P = 32,8\text{mW}$. Mit diesem Laser wurde eine Ionisationszeit von $\tau = 64,4\text{ns}$ erreicht. Zwischen der Intensität I des Ionisationslasers am Ort des Atoms und der mittleren Ionisationszeit τ besteht der Zusammenhang [13]:

$$\tau \sim \frac{1}{I} = \frac{\pi w_0^2}{P} \quad (2.5)$$

Somit lässt sich mit den Daten aus [7] bei Verwendung der gleichen Fokussierung die für eine bestimmte mittlere Ionisationszeit benötigte Laserleistung als

$$P \approx 2,112 \times 10^{-9} \text{Ws } \tau \quad (2.6)$$

abschätzen. Um damit beispielsweise eine Ionisationswahrscheinlichkeit von 99% nach $t = 100\text{ns}$ zu erreichen muss

$$1 - e^{-\frac{100\text{ns}}{\tau}} = 0,99 \quad (2.7)$$

gelten. Daraus folgt für die mittlere Ionisationszeit $\tau = 22\text{ns}$ und nach Gleichung 2.6 ergibt sich für die Leistung $P \approx 97\text{mW}$. Um ein solches Ionisationsverhalten zu erreichen muss der verwendete Laser also eine Leistung in der Größenordnung von wenigen 100mW besitzen.

3 Optischer Aufbau des Ionisationslasers

3.1 Eigenschaften der Laserdiode

Die für den Ionisationslaser verwendete Laserdiode NDA4116 [14] (siehe Abbildung 3.1) des Herstellers Nichia emittiert Licht der Wellenlänge $\lambda = 473\text{nm}$. Diese Wellenlänge liegt knapp unterhalb der Ionisationsschwelle des ^{87}Rb -Atoms aus dem Zustand $5^2P_{3/2}$, was sie für das Experiment besonders geeignet macht (vergleiche Abschnitt 2.4). Die Laserdiode ist für den Dauerbetrieb konzipiert und erreicht bei einem Betriebsstrom von $I = 120\text{mA}$ eine Nennleistung von $P = 100\text{mW}$. Um den Ionisationsprozess möglichst schnell zu machen wird die optische Leistung der Diode über die Nennleistung erhöht. Dazu wird die Laserdiode mit Hilfe eines Laserdiodentreibers (siehe Abschnitt 4.3) mit mehr Strom, dafür aber gepulst betrieben. Die Pulslängen liegen im Experiment im Bereich von einigen 100ns bei Wiederholfrequenzen bis zu $f = 50\text{Hz}$.

3.2 Justage des Laser-Kollimators

Um die divergente Strahlung der Laserdiode zu kollimieren wird diese in den Kollimator 20C-T5-05 des Herstellers Schäfter und Kirchhoff eingebaut. Der Kollimator besteht aus einer Halterung für die Laserdiode und einer Linse mit Brennweite $f = 5\text{mm}$ und einer numerischen Apertur von $NA = 0,5$. Er ist für Laserdioden bis zu einem Durchmesser von $d = 9,0\text{mm}$ konzipiert. Die Laserdiode hat einen Durchmesser von $d = 5,6\text{mm}$ und wird deshalb mittels eines Adapters in den Kollimator eingesetzt. Der Kollimator selbst befindet sich in einer Halterung, die ihn fixiert, es aber ermöglicht alle Justierschrauben zu erreichen. Diese Halterung ist mit Kunststoffschrauben auf einem Sockel befestigt und bildet damit zusammen den Laserkopf. Zwischen Laserkopf und der darunterliegenden Befestigung am Breadboard ist ein Gummiring geklebt um den Aufbau der Laserdiode thermisch und galvanisch vom restlichen Aufbau zu isolieren und die im Folgenden beschriebene Justage weniger anfällig für Erschütterungen und Vibrationen zu machen.

Die horizontale und vertikale Position der Diode hinter der Kollimatorlinse sowie die Richtung, in der der Laserstrahl den Kollimator verlässt, lassen sich mit drei Madenschrauben justieren. Hierbei wird darauf geachtet, dass der Strahl den Kollimator möglichst gerade verlässt und dabei maximale optische Leistung liefert. Die Laserdiode wird nach der Justierung mit einem Schraubring von hinten in den Kollimator

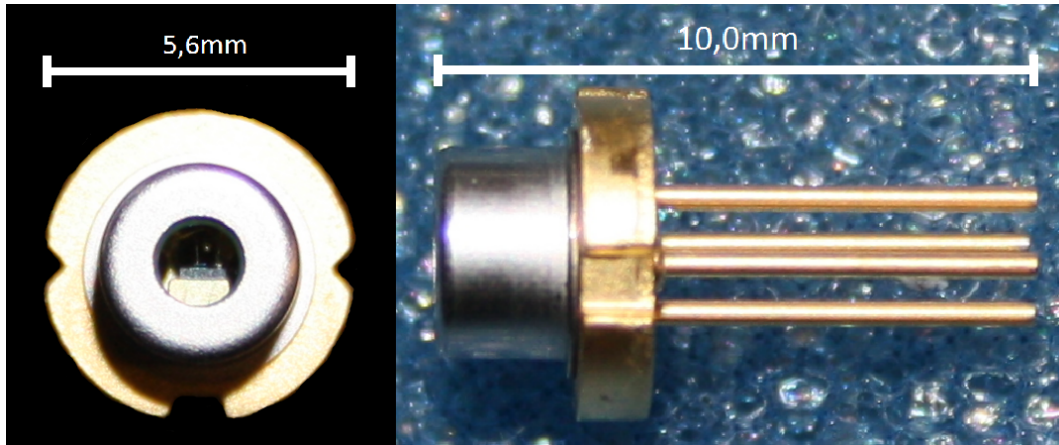


Abbildung 3.1: Links: Frontansicht der für den Ionisationslaser verwendeten Laserdiode Nichia NDA4116.
Rechts: Seitenansicht der Laserdiode. Zwei der vier Pins dienen der Stromversorgung der Diode und ein dritter zur Erdung des Gehäuses.

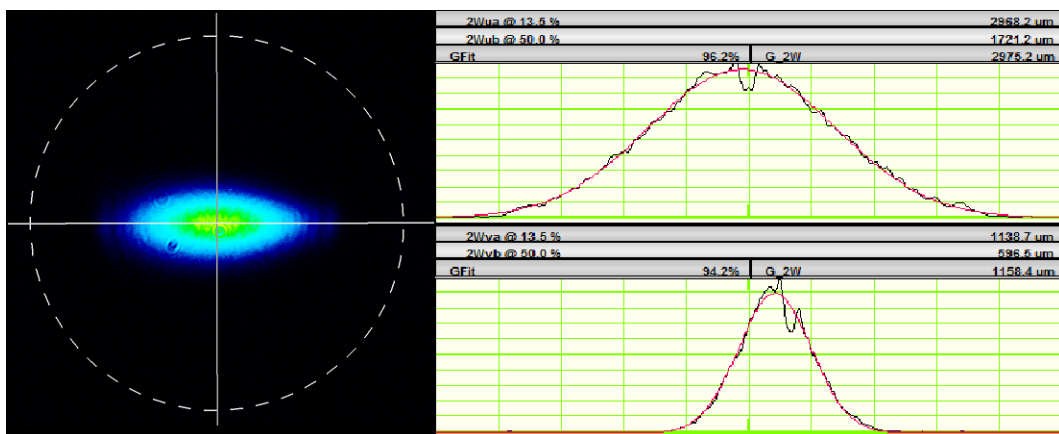


Abbildung 3.2: Strahlprofil des kollimierten Laserstrahls gemessen im Abstand $d = 24\text{cm}$ von der Diode. Das obere Schaubild zeigt das Profil entlang der horizontalen Achse mit einem horizontalen Strahldurchmesser von $a = 2970\mu\text{m}$; das untere das vertikale Profil mit einem vertikalen Strahldurchmesser von $b = 1140\mu\text{m}$. Die elliptische Form des Strahlprofils lässt auf eine rechteckige emittierende Fläche der Laserdiode schließen.

gedrückt und dabei auf der vorher justierten Position fixiert. Zwischen der Laserdiode und dem Schraubring befindet sich eine Isolierscheibe und die zum Justieren verwendeten Madenschrauben werden wieder entfernt um die Laserdiode galvanisch

vom Kollimatorgehäuse zu isolieren. Im nächsten Schritt wird der Abstand von Linse und Diode so eingestellt, dass sich ein optimal kollimierter Strahl ergibt. Hierzu wird mit Hilfe eines Beam Profilers das Strahlprofil in verschiedenen Abständen (bis zu 2m) zur Laserdiode vermessen und die Einstellung der Linse gewählt, bei der sich das Strahlprofil über die verschiedenen Abstände am geringfügigsten ändert. Abbildung 3.2 zeigt das Strahlprofil des kollimierten Laserstrahls vor der Einkopplung in die Glasfaser. Das gemessene Profil zeigt eine elliptische Form mit sehr unterschiedlichen Hauptachsen. Der horizontale Strahldurchmesser ist mit $a = 2970\mu\text{m}$ gut zweieinhalbmal so groß wie die vertikale mit $b = 1140\mu\text{m}$, was darauf schließen lässt, dass die emittierende Fläche der Laserdiode eine rechteckige Form mit ähnlichen Seitenverhältnissen besitzt. Das Intensitätsprofil zeigt nur minimale Abweichungen von der Gaußform und ist somit gut für die Kopplung in eine Monomodenfaser geeignet.

3.3 Aufbau des Strahlengangs

Abbildung 3.3 zeigt den Strahlengang von der Laserdiode zur Einkopplung in die Glasfaser. Im Strahlengang zwischen Laserdiode und Einkopplung befindet sich als einziges Element ein Spiegel. Der Spiegel dient zur Justierung der Strahlposition und Strahlrichtung auf der Koppellinse. Es werden keine strahlformenden Elemente verwendet, da zum Beispiel bei der Verwendung von anamorphen Prismenpaaren Verluste und Abbildungsfehler eine bessere Einkopplung verhindert haben. Die Einfachheit des Aufbaus macht ihn weniger anfällig für Verschiebungen im Strahlengang und daraus resultierende Verluste bei der Koppelleffizienz. Insbesondere ist es wichtig die Abstände zwischen den optischen Bauteilen möglichst kurz zu halten, denn bei kleinen Abständen führen Winkeländerungen zu kleineren Abweichungen als bei größeren Strecken. Das genaue Vorgehen beim Einkoppeln in die Glasfaser soll im folgenden Abschnitt erläutert werden.

3.4 Kopplung in die Glasfaser

Die Einkopplung des Laserlichts in eine Glasfaser ist beim beschriebenen Experiment aus dreierlei Hinsicht vorteilhaft:

- Durch die Faser wird die emittierte Strahlung zum Experiment "transportiert". Das bedeutet, dass die Quelle der Strahlung und ihr Einsatzort räumlich voneinander getrennt sein können.
- Die Faser entkoppelt den Laseraufbau und das Hauptexperiment. Beide Teile können somit unabhängig voneinander justiert und verändert werden.
- Durch den Einsatz einer Monomodenfaser wird sicher gestellt, dass das Strahlprofil nach der Faser nur die Grundmode und ein sauberes Gaußprofil besitzt

Der kollimierte Strahl der Laserdiode wird mittels einer Koppellinse mit Brennweite $f = 11\text{mm}$ auf den Kern der Glasfaser fokussiert. Die verwendete Glasfaser

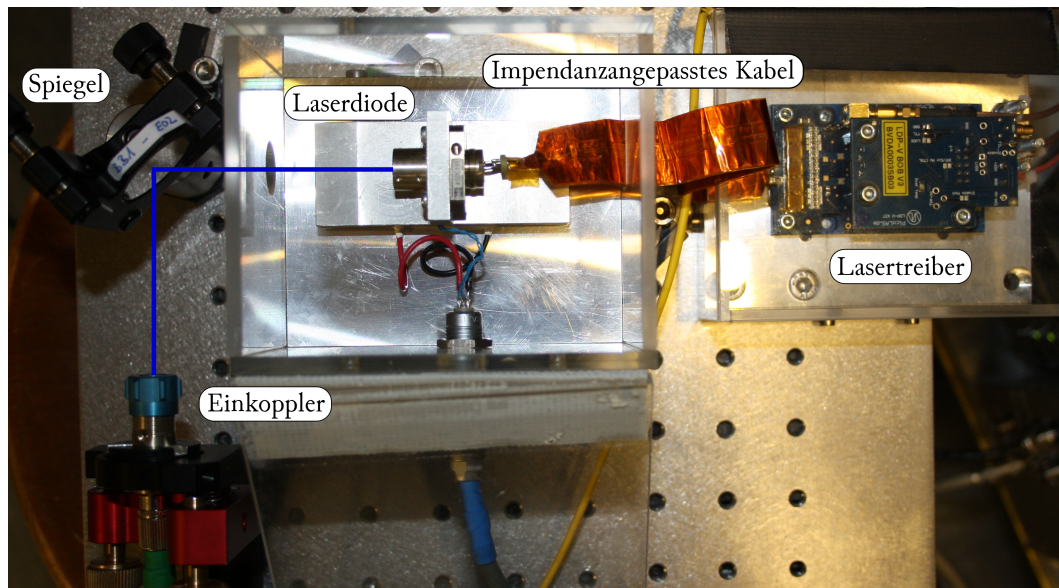


Abbildung 3.3: Aufbau des Ionisationslaser mit eingezeichnetem Strahlengang.

ist eine Monomodenfaser und hat eine Grenzwellenlänge von $\lambda_G = 370 \pm 20\text{nm}$ [15]. Die Grenzwellenlänge gibt an, bis zu welcher Wellenlänge die Faser ausschließlich die Grundmode führt. Unterhalb dieser Wellenlänge ist die Faser auch in der Lage höhere Moden zu führen. Am anderen Ende der Faser befindet sich eine Auskoppellinse, die dafür sorgt, dass das divergente Licht, das aus der Faser tritt, wieder kollimiert wird.

Um das Laserlicht in die Glasfaser einzukoppeln wird der Laser zuerst auf die Mitte der Koppellinse gerichtet und darauf geachtet, dass der Strahl senkrecht auf die Koppellinse trifft. Da bei dieser ungenauen Kopplung noch nicht genug Licht aus dem anderen Ende der Faser tritt, um es mit dem bloßen Auge zu sehen, wird eine Kamera verwendet. Das Bild der Kamera wird auf einem Monitor wiedergegeben und man kann ein schwaches Lichtsignal erkennen. Die Intensität auf dem Monitor wird nun über die Einstellmöglichkeiten an Koppellinse und Spiegel maximiert. Hierbei stehen jeweils zwei Stellschrauben an Linse und Spiegel zur Verfügung um zum einen den Strahl auszurichten und zum anderen die Linse gegen ihn zu verkippfen. Hieraus ergeben sich vier Freiheitsgrade:

- Horizontale und vertikale Position
- Horizontale und vertikale Richtung des Strahls

Die beiden horizontalen Freiheitsgrade lassen sich unabhängig von den vertikalen Freiheitsgraden verändern. Position und Richtung hingegen beeinflussen sich gegenseitig und werden deshalb iterativ justiert. Außerdem kann der Abstand der Koppellinse zur Glasfaser geändert werden um das Laserlicht möglichst genau auf das

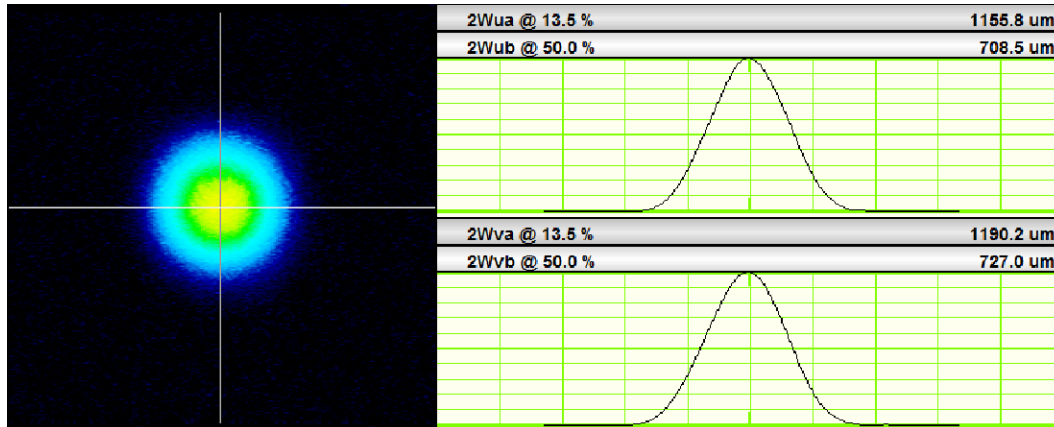


Abbildung 3.4: Strahlprofil des wieder kollimierten Laserstrahls nach der Auskoppelung aus der Glasfaser. Das obere Schaubild zeigt das Profil entlang der horizontalen Achse; das untere das vertikale Profil; beide Profile besitzen eine deutliche Gaußform. Die Strahldurchmesser sind in beide Richtungen gleich mit $c = 1200\mu\text{m}$.

Faserende zu fokussieren und den Überlapp des Strahlprofils mit der in der Faser geführten Mode zu maximieren. Sobald die Leistung des durch die Faser transmittierten Laserlichts hoch genug ist, wird die Kamera durch eine Photodiode ersetzt. Die Photodiode wird mit Graufiltern ausgestattet um eine Sättigung zu verhindern. Die verwendete Photodiode und die Graufilter sowie die Berechnung der Lichtleistung werden im nächsten Abschnitt genauer beschrieben. Nun wird die Kopplung in die Glasfaser mittels der auf der Photodiode gemessenen Lichtleistung auf das Optimum eingestellt. Abbildung 3.4 zeigt das Strahlprofil des Laser nach der Auskopplung aus der Glasfaser. Es ist im Vergleich zu Abbildung 3.2 deutlich zu erkennen, dass das Profil nach der Glasfaser gaußförmig mit einem Strahldurchmesser von $c = 1200\mu\text{m}$ ist und dem einer einzelnen Mode entspricht.

3.5 Bestimmung von optischer Leistung und Koppeffizienz

Zur Messung der Laserleistung und somit auch der Koppeffizienz wird eine Photodiode (PDA10A) des Herstellers ThorLabs verwendet. Die Photodiode gibt als Messsignal eine Spannung aus, die mit einem Oszilloskop dargestellt wird. Da die Leistung der Laserdiode die Photodiode sättigen würde, werden optische Abschwächer verwendet um das Signal unterhalb des Sättigungsbereichs zu halten. Um die Leistung der Laserdiode aus der Diodenspannung zu berechnen benötigt man die Transmissionskoeffizienten der optischen Abschwächer sowie die technischen Daten der Photodiode. Die Transmissionskoeffizienten sowie die Empfindlichkeit der Photodiode wurden durch Vergleichsmessungen bestimmt und die restlichen Daten dem

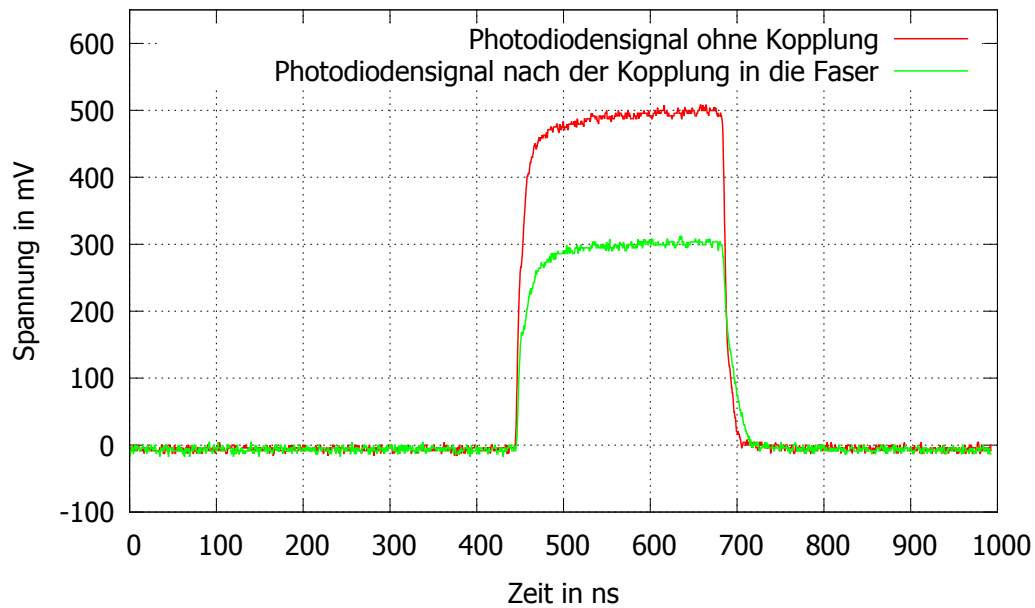


Abbildung 3.5: Vergleichsgraph der beiden Photodiodensignale bei Messung der Leistung vor und nach der Kopplung in die Glasfaser. Die gemessenen Werte von 508mV und 312mV ergeben eine Kopplungseffizienz von 61,4%.

Datenblatt der Photodiode [16] entnommen:

- $R_{PD} = 50k\Omega * 100$ der Messwiderstand der Photodiode inklusive Verstärkung
- $E_{PD} = 0,166 \frac{A}{W}$ die Empfindlichkeit der Photodiode bei der verwendeten Wellenlänge von $\lambda = 473nm$
- T_{Abs} der Transmissionskoeffizient des Graufilters für die verwendete Wellenlänge von $\lambda = 473nm$
 - ThorLabs Graufilter NE10A $T_{NE10A} = 10,3\%$
 - ThorLabs Graufilter NE20A $T_{NE20A} = 0,709\%$

Die Leistung der Laserdiode P_{LD} lässt sich mit

$$P_{LD} = \frac{U_{PD}}{R_{PD} E_{PD} T_{Abs}} \quad (3.1)$$

bestimmen. Hierbei ist U_{PD} das Messsignal der Photodiode, das am Oszilloskop abgelesen wird.

Die Koppeleffizienz des Aufbaus wird untersucht, indem die Lichtleistung vor und hinter der Glasfaser gemessen und verglichen wird. Die Koppeleffizienz ist hierbei der

Quotient aus der Leistung beziehungsweise des Photodiodensignals hinter der Faser und vor der Faser. Die im Versuch maximal erreichte Koppeffizienz liegt bei:

$$\eta_{\text{Kopplung}} = \frac{P_{\text{nach der Faser}}}{P_{\text{vor der Faser}}} = \frac{63,2\text{mW}}{103\text{mW}} = 61,4\% \quad (3.2)$$

Bei der Messung der Kopplungseffizienz wird die Laserdiode mit einem Diodenstrom von $I_{\text{LD}} = 117\text{mA}$ betrieben und erreicht dabei ihre Nennleistung von $P = 100\text{mW}$. Die in Abschnitt 3.1 angesprochene Überhöhung der Leistung wird erst nach der Integration des Lasers in das Hauptexperiment angewandt. Abbildung 3.5 zeigt das Signal der Photodiode aus zwei Messungen vor und nach der Kopplung in die Glasfaser. Die Werte sind mit einem Oszilloskop erfasst und nachträglich in einem Graphen zusammengefasst.

Nachdem in diesem Kapitel der optische Aufbau von der Laserdiode bis zur Glasfaserkopplung beschrieben wurde, befasst sich das folgende Kapitel mit der elektronischen Steuerung, die benötigt wird um die Laserdiode optimal zu betreiben.

4 Elektronische Steuerung der Laserdiode

Im Folgenden werden die elektronischen Schaltungen beschrieben, die die Steuerung des Ionisationslaser übernehmen. Ihre Aufgaben bestehen darin, die Steuersignale zu erzeugen sowie sie in die benötigte Form zu bringen, die Laserdiode vor Überlastung zu schützen und sie auf konstanter Temperatur zu halten.

4.1 Erzeugung und Wandlung der Steuersignale

Im Hauptexperiment wird der Laser von der elektronischen Steuerung mit Steuerpulsen versorgt. Als Zeitgeber ist es die Aufgabe dieser Steuerung alle im Hauptexperiment verwendeten Geräte mit Signalen zu versorgen und insbesondere das Einbeziehungsweise Ausschalten der benötigten Laser zu regeln. Die elektronische Steuerung liefert Pulse nach dem NIM-Standard [17] (**N**uclear **I**nstrumentation **M**odul). Bei diesem Standard wird eine logische "0" beziehungsweise "1" durch negative Ströme beziehungsweise Spannungen definiert. Im Gegensatz dazu benötigt der Laserdiodentreiber (siehe Abschnitt 4.3) Pulse des TTL-Standards [18] (**T**ransistor-**T**ransistor-**L**ogik). Bei diesem Standard wird eine logische "0" beziehungsweise "1" durch positive Ströme beziehungsweise Spannungen definiert. Ein Wandler konvertiert das Signal in den vom Laserdiodentreiber benötigten TTL-Standard. Zusätzlich bietet er die Möglichkeit die zeitliche Pulslänge der ausgehenden TTL-Pulse im Bereich von 200ns bis 500ns einzustellen und so zu steuern wie lange der Laser durch einen Steuerpuls eingeschaltet wird.

4.2 Schutzschaltung

Die Schutzschaltung ist vor den Laserdiodentreiber geschaltet und alle Steuersignale durchlaufen zuerst diese Schaltung bevor sie zum Laserdiodentreiber gelangen. Die Laserdiode ist zwar für den Dauerbetrieb konzipiert, ihre Leistung wird aber überhöht. Aus diesem Grund wird eine Schutzschaltung verwendet um die Laserdiode vor einer Überlastung durch einerseits zu lange Pulse und andererseits zu hohe Repetitionsraten zu schützen. Hierzu nutzt sie eine Schaltung, die über die Flächen der Steuerpulse integriert und damit einen Kondensator lädt. Die Ladung auf dem Kondensator fließt langsam über einen Widerstand ab. Wenn die Ladung auf dem Kondensator einen voreingestellten Schwellenwert überschreitet, schaltet das System ab und leitet keine weiteren Steuersignale an den Laserdiodentreiber weiter. Die

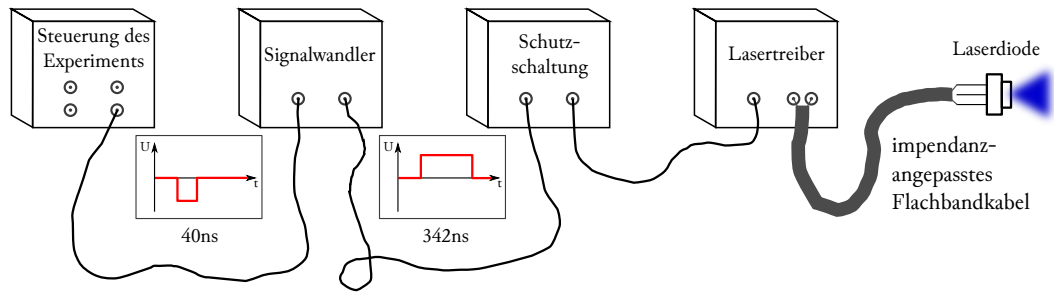


Abbildung 4.1: Schematische Abbildung der Steuerpulsgenerierung von der Pulserzeugung über die Signalwandlung und die Kontrolle in der Schutzschaltung bis hin zur Umwandlung in Stromimpulse durch den Laserdiodentreiber.

Schutzschaltung ist so eingestellt, dass sie bei Pulslängen im Bereich von wenigen 100ns ab Frequenzen im kHz-Bereich abschaltet. Die Abschaltung bleibt bestehen, bis ein Taster in der Frontplatte der Schaltung manuell betätigt wird um die Weitergabe der TTL-Pulse wieder freizugeben.

4.3 Laserdiodentreiber

Die Laserdiode wird von einem Laserdiodentreiber (LDP-V BOB & LDP-V 03-100 UF3) des Herstellers PicoLAS betrieben. Als Verbindung zwischen Diodentreiber und Diode wird ein speziell impedanzangepasstes Flachkabel [13, S.50] verwendet. Da der Laserdiodentreiber für höhere Ströme konzipiert ist als die im Experiment benötigten, ist am Ende des Flachkabels ein zusätzlicher 22Ω -Widerstand eingelötet (siehe Abbildung 4.2), um die Ströme zu begrenzen.

Der Laserdiodentreiber wandelt die TTL-Pulse der Steuerelektronik in Strompulse um, mit denen die Laserdiode betrieben werden kann. Mit Hilfe des Laserdiodentreibers kann der Strom, der durch die Laserdiode fließt, eingestellt und so die Leistung der Laserdiode angepasst werden. Außerdem bietet er die Möglichkeit über ein Kontrollsignal den Diodenstrom auszulesen. Um eine ausreichend hohe Leistung nach der Kopplung zu erzielen und schnell ionisieren zu können, wird die Laserdiode mittels des Diodenstroms mehrfach übersteuert. Im finalen Experiment wird die Laserdiode mit einem Diodenstrom von $I = 360\text{mA}$ betrieben. In diesem Bereich zeigte die Pulsform des emittierten Laserpulses noch keine Veränderungen gegenüber dem Betrieb bei Nennleistung. Dies ist ein Indikator dafür, dass sich die Laserdiode mit diesem Diodenstrom betreiben lässt ohne eine Beschädigung der Diode befürchten zu müssen [19]. Abbildung 4.1 zeigt schematisch den Weg der Steuerpulse von der Pulserzeugung über die Signalwandlung und die Kontrolle in der Schutzschaltung bis hin zur Umwandlung in Stromimpulse durch den Laserdiodentreiber.

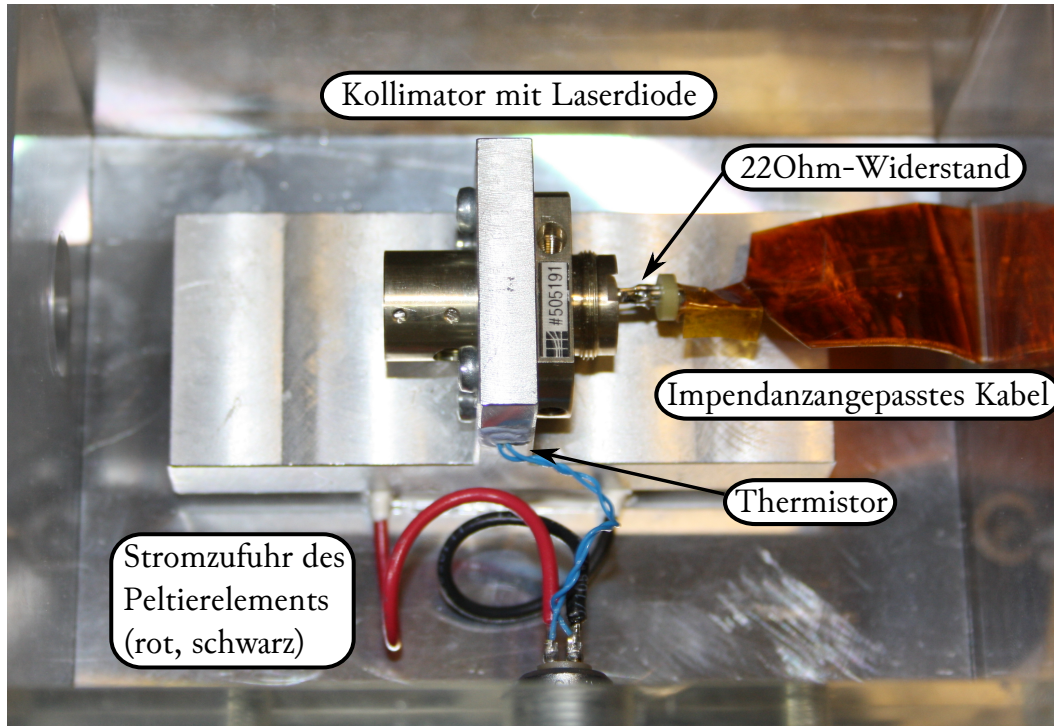


Abbildung 4.2: Ausschnitt des Aufbaus. Mit Hilfe von Thermistor und Peltierelement regelt der Temperaturregler die Temperatur der Laserdiode. Am Ende des impedanzangepassten Kabels befindet sich ein 22Ω -Widerstand um den Strom des Laserdiodentreibers zu begrenzen.

4.4 Temperaturregler

Die elektronische Schaltung zur Temperaturregelung erfasst mittels eines Thermistors (RS Components 256-045), der nahe der Laserdiode angebracht ist, deren Temperatur und regelt diese mit Hilfe eines im Laserkopf angebrachten Peltierelements auf einen voreingestellten Wert. Wenn die erfasste Temperatur nicht mit der voreingestellten übereinstimmt, wird mittels eines PID-Reglers das Peltierelement mit Strom versorgt um der Temperaturabweichung entgegenzuwirken. Das Regelsignal des PID-Reglers setzt sich wie folgt zusammen:

- Das P-Glied erzeugt ein Regelsignal proportional zur Temperaturabweichung, welches bei hohen Abweichungen dominant ist.
- Das I-Glied integriert die Temperaturabweichung auf und erzeugt daraus ein Regelsignal
- Das D-Glied würde ein Regelsignal proportional zur Ableitung, der Temperaturabweichung erzeugen, ist aber im benutzten Regler nicht bestückt.

Der Temperaturregler bietet die Möglichkeit eine Thermistorspannung U_{Therm} an der Gehäusefront abzugreifen um die Temperatur der Laserdiode zu bestimmen. Die Spannung einer Zehnerdiode $U_0 = 9,72\text{V}$ fällt über einen Referenzwiderstand $R_{\text{Ref}} = 10\text{k}\Omega$ und den Widerstand des Thermistors R_{Therm} auf Erde ab. Die Thermistorspannung

$$U_{\text{Therm}} = U_0 \frac{R_{\text{Therm}}}{R_{\text{Therm}} + R_{\text{Ref}}} \quad (4.1)$$

ist der Anteil der Spannung, der am Thermistor abfällt. Der Widerstand des Thermistors lässt sich mit

$$R_{\text{Therm}}(T) = R_0 \exp(B/T - B/T_0) \quad (4.2)$$

berechnen, wobei $R_0 = 10\text{k}\Omega$, $B = 3555\text{K}$ und $T_0 = 298\text{K}$ aus den Spezifikationen des Thermistors [20] entnommen werden können.

Aus diesen beiden Formeln lässt sich eine Formel für die Temperatur der Laserdiode T_{LD} in Abhängigkeit der Thermistorspannung herleiten

$$T_{\text{LD}} = \frac{B}{\ln\left(\frac{U_{\text{Therm}}}{U_0 - U_{\text{Therm}}}\right) + \frac{B}{T_0}} \quad (4.3)$$

Der Temperaturregler ist mit folgenden Parametern eingestellt:

$$\begin{aligned} T_{\text{LD}} &= 18,1^\circ\text{C} \\ R_{\text{Therm}} &= 13268\Omega \\ U_{\text{Therm}} &= 5,544\text{V} \end{aligned}$$

Mit der wie beschrieben aufgebauten und eingerichteten elektronischen Steuerung der Laserdiode ist es nun möglich den Ionisationslaser in Betrieb zu nehmen und erste Messungen durchzuführen.

5 Experimentelle Bestimmung der Ionisationsrate von ^{87}Rb -Atomen

Mit dem in Kapiteln 3 beschriebenen Aufbau und der im vorangegangenen Kapitel 4 beschriebenen elektronischen Steuerung ist der Laser bereit eingesetzt zu werden. Nach ersten Funktionstests in der Aufbau- und Justagephase ist es nun möglich den Laser ins Hauptexperiment zu integrieren und zu untersuchen, ob er für seine gedachte Aufgabe als Ionisationslaser geeignet ist. Dazu wird die Ionisationszeit gemessen und mit der des bestehenden Ionisationslasers verglichen. Das Vorgehen hierbei wird in diesem Kapitel näher beschrieben.

5.1 Integration des neuen Ionisationslasers in das Hauptexperiment

Die Optik, die das Licht des Ionisationslasers auf das Atom fokussiert, ist in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt. Das Licht des Dipolfallen- und des Ionisationslasers wird mittels Spiegeln und zweier dichroitischen Strahlteilern überlagert und zusammen auf das Atom fokussiert. Der bestehende Ionisationslaser hat eine etwas kürzere Wellenlänge von $\lambda = 450\text{nm}$ (im Vergleich zu $\lambda = 473\text{nm}$ des neuen Lasers) und somit ist der Fokus des neuen Lasers auf Grund von chromatischer Aberration gegenüber der Position des Atoms in der Dipolfalle verschoben. Um dies auszugleichen muss die Optik aus Abbildung 5.1 neu justiert werden. Hierzu werden die Strahlen des Dipolfallen- und des Ionisationslasers mit Hilfe eines Spiegels aus dem Aufbau herausgelenkt und mit einem Beam Profiler der Überlapp der Strahlprofile überprüft. Dieser wird dann mittels Justage an einem Umlenkspiegel optimiert. Die Position einer Linse im Strahlengang des Lasers kann angepasst werden, um den Fokus des Ionisationslasers in die Ebene des Atoms zu bringen. Um die optimale Position zu finden wird eine Position eingestellt und die Ionisationszeit mit dem im Folgenden beschriebenen Verfahren gemessen. Anschließend wird der Vorgang mit einer anderen Linsenposition wiederholt und so iterativ die Position mit minimaler Ionisationszeit eingestellt.

5.2 Optische Leistung des Lasers

Für den Betrieb als Ionisationslaser wird die Laserdiode wie in Abschnitt 4.3 beschrieben mehrfach übersteuert. Die Übersteuerung ist nötig um nach der Faserkopplung mit Kopplungseffizienz von 61,4% (siehe Abschnitt 3.5) noch genug Lichtleistung zu

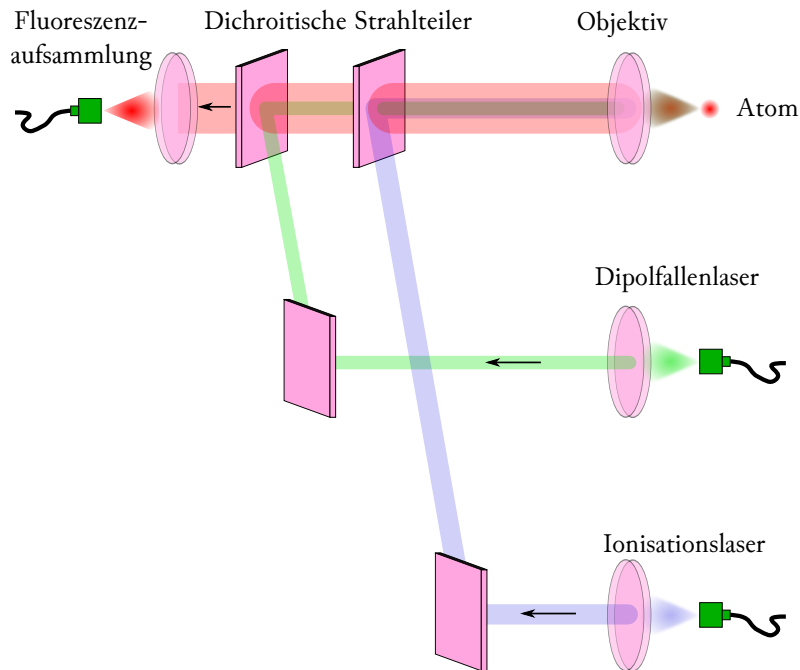


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Optik, die den Dipolfallen- und den Ionisationslaser mittels zweier dichroitischer Strahlteiler überlagert und auf das Atom fokussiert sowie im gleichen Strahlengang die Fluoreszenz des Atoms in der Falle erfasst.

haben um eine schnelle Ionisation zu ermöglichen. Die optische Leistung des Laser im Hauptexperiment beträgt nach der Auskopplung aus der Faser $P_{473\text{nm}} = 195\text{mW}$. Der bisher verwendete Ionisationslaser hat beim im Folgenden beschriebenen Experiment eine Leistung nach der Auskopplung von $P_{450\text{nm}} = 221\text{mW}$. Zur Bestimmung dieses Wertes wurden die Transmissionskoeffizienten der Graufilter für $\lambda = 450\text{nm}$ gemessen und die Empfindlichkeit der Photodiode aus dem Wert für $\lambda = 473\text{nm}$ mit Hilfe des Datenblattes [16] berechnet.

5.3 Messung der Ionisationszeit

Um die Ionisationszeitmessung durchführen zu können werden mehrere Laser aus dem Hauptexperiment benötigt [11]. Abbildung 5.2 zeigt schematisch die Übergänge zwischen den Hyperfeinniveaus des Grundzustandes und des angeregten Zustandes $5^2P_{3/2}$ des ^{87}Rb -Atoms sowie die Laser, die zum Einsatz kommen. Mit Ausnahme des Dipolfallenlasers besitzen alle der folgenden Laser eine Wellenlänge von etwa $\lambda = 780\text{nm}$:

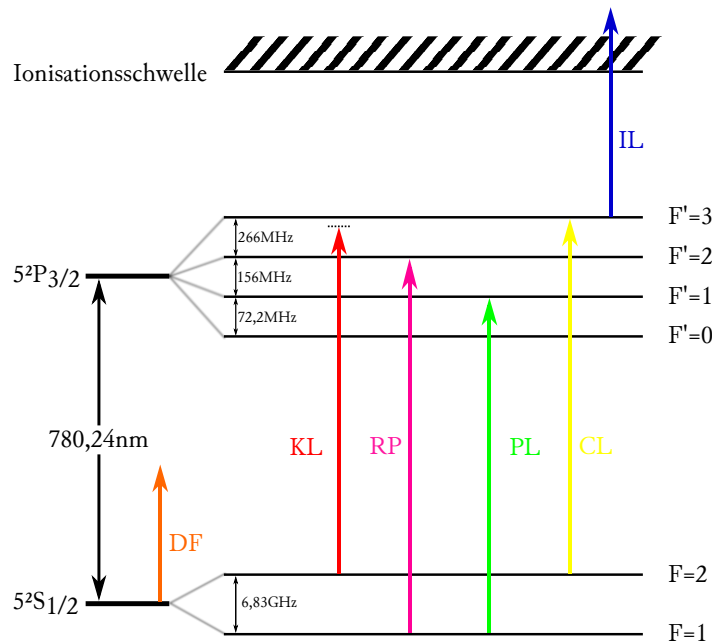


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der Hyperfeinniveaus des Grundzustandes und des Zustandes $5^2P_{\frac{3}{2}}$ des ^{87}Rb -Atoms [21]. Zusätzlich die im Experiment verwendeten Laser und die Übergänge zu denen sie resonant sind. Hierbei sind DF: Dipolfallenlaser, KL: Kühlaser, RP: Rückpumplaser, PL: Pumplaser, CL: Cyclinglaser, IL: Ionisationslaser. Kühlaser und Rückpumplaser kühlen die Atome und halten sie in der magneto-optischen Falle. Der Dipolfallenlaser fängt ein einzelnes Atom in der Dipolfalle und der Rückpumplaser präpariert das Atom in dem Zustand, von dem der Cycling- und der Ionisationslaser es ionisieren können.

- Der *Kühlaser* (KL) wird verwendet um die zu fangenden Atome zu kühlen und in einer magneto-optischen Falle zu fangen. Er ist rotverstimmt gegenüber dem atomaren Übergang $5^2S_{\frac{1}{2}} | F = 2 \rangle \rightarrow 5^2P_{\frac{3}{2}} | F' = 3 \rangle$ des ^{87}Rb -Atoms.
- Der *Rückpumplaser* (RP) stellt sicher, dass sich im Zustand $5^2S_{\frac{1}{2}} | F = 1 \rangle$ möglichst wenige Atome befinden, da diese nicht vom *Kühlaser* gekühlt werden können.
- Der *Dipolfallenlaser* (DF) hat eine Wellenlänge von $\lambda = 856\text{nm}$ und ist somit stark rotverstimmt gegenüber dem Übergang $5^2S_{\frac{1}{2}} \rightarrow 5^2P_{\frac{3}{2}}$. Er erzeugt eine Dipolfalle wie in 2.3 beschrieben, in der ein einzelnes ^{87}Rb -Atom gefangen werden kann.

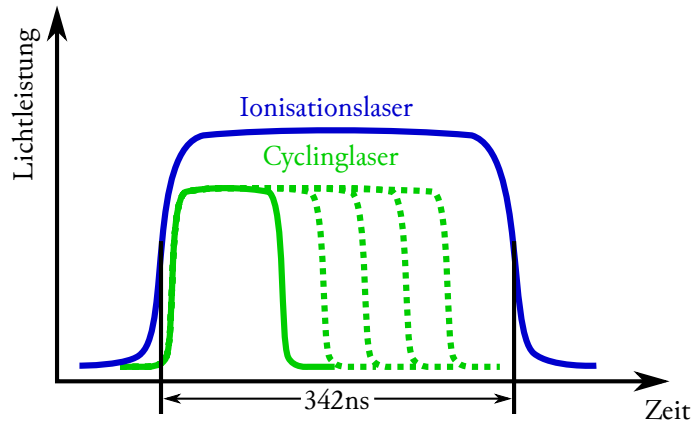


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung der Pulse des Cycling- und des Ionisationslasers. Die Ionisation ist nur möglich, wenn beide Laser das Atom beleuchten. Die Dauer der Ionisationsversuche wird über die Dauer der Cyclingpulse gesteuert, die stets vollkommen vom Puls des Ionisationslasers überlagert werden.

- Der *Pumplaser* (PL) ist dafür zuständig das in der Dipolfalle gefangene Atom in den Zustand $5^2S_{\frac{1}{2}} | F = 2 \rangle$ zu bringen, damit es vom *Cyclinglaser* angeregt werden kann.
- Der *Cyclinglaser* (CL) regt das Atom weiter in den Zustand $5^2P_{\frac{3}{2}} | F' = 3 \rangle$ an, von wo der Ionisationslaser es schließlich ionisieren kann.

Um einen Ionisationsversuch an einem einzelnen Atom durchführen zu können muss dieses zuerst isoliert und gefangen werden. Im verwendeten Aufbau werden die ^{87}Rb -Atome in einer Vakuumkammer durch den *Kühlaser* mit Hilfe des *Rückpumplasers* gekühlt und in einer magneto-optischen Falle gefangen. Aus dieser Atomwolke wird mit Hilfe einer Dipolfalle, die der Dipolfallenlaser erzeugt, ein einzelnes Atom gefangen. Es kann sich immer nur ein Atom gleichzeitig in der Dipolfalle befinden [11]. Ob sich ein Atom in der Dipolfalle befindet, wird über Fluoreszenzlicht des Übergangs, den der *Kühlaser* anregt, festgestellt. Wenn die gemessene Fluoreszenz einen vorher ermittelten Schwellwert überschreitet, befindet sich ein Atom in der Falle. Die Fluoreszenz wird durchgehend gemessen und aufgezeichnet, sodass man daraus bestimmen kann, wann und wie lange ein Atom in der Dipolfalle gefangen war.

Bei der experimentellen Bestimmung der Ionisationszeit wird das Atom sowohl mit dem *Cyclinglaser* als auch mit dem *Ionisationslaser* gepulst beleuchtet. Der *Cyclinglaser* regt das Atom in den Zustand $5^2P_{\frac{3}{2}} | F = 3 \rangle$ an, von wo es durch den *Ionisationslaser* ionisiert werden kann. Es kann also nur zur Ionisation kommen, wenn beide Laser das Atom gleichzeitig beleuchten. Um nun Ionisationsversuche mit unterschiedlich langen Beleuchtungszeiten durchzuführen ist es aus diesem Grund

Dauer des Pulses des <i>Cyclinglasers</i> in ns	Ionisationswahrscheinlichkeit des Atoms in %
0	0,96
10,6	48,5
22,1	66,0
30,1	73,5
40,1	82,4
49,9	85,7
56,0	88,2
108,0	94,9
168,4	94,5
227,2	95,2
288,6	94,3

Tabelle 5.1: Experimentell gefundene Ionisationswahrscheinlichkeiten bei unterschiedlichen Beleuchtungszeiten mit *Cyclinglaser* und *Ionisationslaser*. Zu erkennen ist, dass die Ionisationswahrscheinlichkeit ab einer Beleuchtungszeit von 108ns nicht mehr weiter ansteigt und relativ konstant bei circa 94% bleibt.

möglich anstelle der Pulsdauer des *Ionisationslasers* die Pulslänge des *Cyclinglasers* zu variieren.

Im beschriebenen Experiment beträgt die Pulslänge des *Ionisationslasers* $t_{\text{Ion}} = 342\text{ns}$. Die Pulse des *Cyclinglasers* sind zeitlich mit den Pulsen des *Ionisationslasers* überlappt (siehe Abbildung 5.3). Ihre Dauer wird variiert und gibt so die Dauer des Ionisationsversuches vor. Die Fluoreszenz wird durchgehend gemessen und so kann bei der Auswertung überprüft werden, ob sich nach einem Ionisationsversuch immer noch ein Atom in der Falle befindet oder nicht. Daraus lässt sich für verschiedene Pulslängen die Ionisationswahrscheinlichkeit bestimmen. Tabelle 5.1 zeigt die verwendeten Pulsdauern des *Cyclinglasers* und die dazu gemessenen Ionisationswahrscheinlichkeiten des Atoms in der Dipolfalle.

Es ist deutlich zu erkennen, dass die Ionisationswahrscheinlichkeit nach dem Messpunkt von 108ns nicht mehr weiter ansteigt. Nach diesem Punkt scheint die Ionisationswahrscheinlichkeit konstant bei circa 94% zu bleiben. Die Tatsache, dass die Ionisationswahrscheinlichkeit nicht auf 100% ansteigt ist auf Präparationsfehler der Atomzustände zurückzuführen. Es besteht die Möglichkeit, dass sich das Atom im Zustand $5^2S_{\frac{1}{2}} | F = 1 \rangle$ befindet und von dort aus nicht vom *Cyclinglaser* angeregt und somit nicht ionisiert werden kann. Abbildung 5.4 stellt die Daten aus Tabelle 5.1 graphisch dar, wobei die Pulsdauer des *Cyclinglasers* also die Zeit, in der beide zur Ionisation benötigten Laser das Atom beleuchten, auf der horizontalen Achse aufgetragen ist. Auf der vertikalen Achse ist die Ionisationswahrscheinlichkeit aufgetragen. Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben besitzt die Ionisationswahrscheinlichkeit

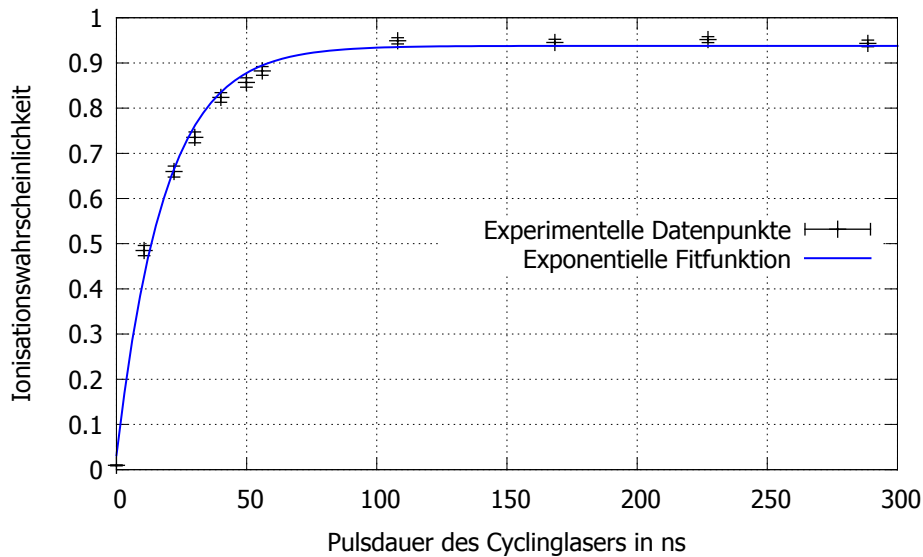


Abbildung 5.4: Experimentelle Bestimmung der Ionisationszeit des neuen Ionisationslaser mit Wellenlänge $\lambda = 473\text{nm}$ mit Fehlerbalken und Fitfunktion. Die experimentellen Daten lassen sich gut mit der exponentiell verlaufenden Fitfunktion modellieren. Ab einer Pulsdauer von $t \geq 85\text{ns}$ ist die Ionisationswahrscheinlichkeit auf 99% des maximal erreichten Wertes angestiegen.

des Atoms in der Falle einen exponentiellen Verlauf und steigt mit der Zeit gegen eins an. Aus diesem Grund wird zusätzlich zu den experimentellen Daten eine exponentielle Fitfunktion der Form

$$f(t) = A \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) + B \quad (5.1)$$

an die Messdaten angepasst.

Man kann gut erkennen, dass die angenommene exponentielle Funktion gut mit den gemessenen Ergebnissen übereinstimmt. Die Ionisationswahrscheinlichkeit des Atoms steigt mit zunehmender Bestrahlungszeit an und nähert sich langsam dem maximal erreichten Wert von 94% an. Als charakteristische Zeit bei diesem Verlauf kann die Zeit gewählt werden, nach der die Ionisationswahrscheinlichkeit auf $1 - \frac{1}{e} = 63\%$ des maximal erreichten Wertes angestiegen ist. In Gleichung 5.1 entspricht dies genau dem Fitparameter τ .

Neben dem bisher beschriebenen Ionisationslaser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 473\text{nm}$ wurde im Experiment ebenfalls der bestehende Ionisationslaser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 450\text{nm}$ eingesetzt. Um die Ionisationsleistung der beiden Laser zu vergleichen wurde mit dem 450nm-Laser ebenfalls die beschriebene Messung durchgeführt und die Daten anschließend entsprechende ausgewertet. Die Fitparameter für

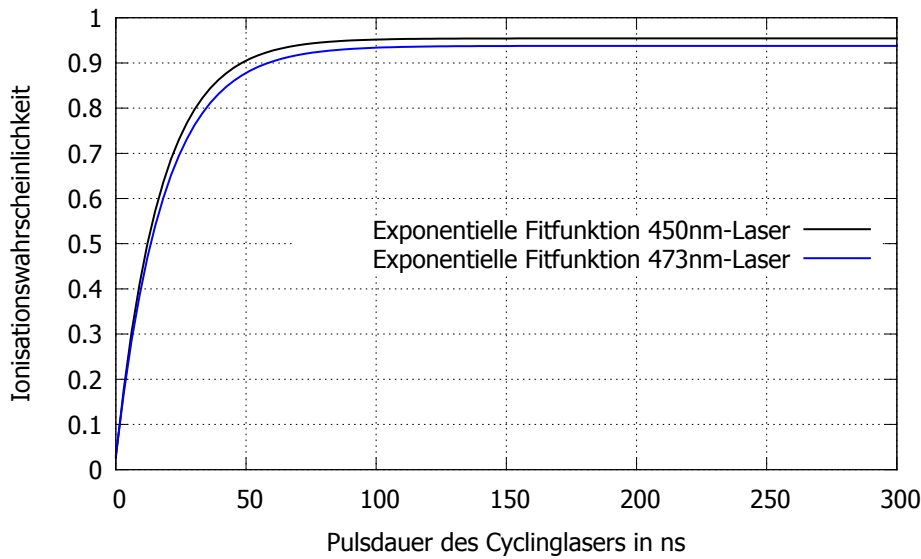


Abbildung 5.5: Fitfunktionen der beiden Ionisationsmessungen mit dem bestehenden ($\lambda = 450\text{nm}$) sowie dem neuen Ionisationslaser ($\lambda = 473\text{nm}$). Beim bestehenden Ionisationslaser steigt die Ionisationswahrscheinlichkeit der Atome in der Falle etwas schneller und höher mit der Pulsdauer an, aber ansonsten weisen beide Laser ein sehr ähnliches Ionisationsverhalten auf.

Fitparameter	473nm-Laser	450nm-Laser
A	0,91	0,93
B	0,031	0,027
τ	18,4	17,0

Tabelle 5.2: Fitparameter der exponentiellen Fitfunktionen für die Messpunkte der Ionisationsmessungen beider Ionisationslaser

beide Messungen sind in Tabelle 5.2 dargestellt.

Man kann anhand der Fitparameter erkennen, dass beide Ionisationslaser ein ähnliches Ionisationsverhalten an den Tag legen. Die Werte des 450nm-Lasers sind leicht besser, was mit seiner leicht höheren Leistung zusammenhängen kann. Mit seinem Wert für $\tau_{450\text{nm}} = 17,0\text{ns}$ weist er eine kürzere charakteristische Zeit als der 473nm-Laser ($\tau_{473\text{nm}} = 18,4\text{ns}$) auf und zusätzlich kann die Summe der Parameter $A + B$ als Grenzwert, auf den die Ionisationswahrscheinlichkeit für große Beleuchtungszeiten ansteigt, gesehen werden. Auch hierbei hat der 450nm-Laser einen kleinen Vorteil gegenüber dem 473nm-Laser. Abbildung 5.5 zeigt die Fitfunktionen der beiden Ionisationsmessungen im direkten Vergleich. Auch hier ist zu erkennen, dass die Ionisationswahrscheinlichkeit des Atoms beim 450nm-Laser etwas schneller und etwas

höher ansteigt als beim 473nm-Laser, aber es ist ebenfalls deutlich zu sehen, dass beide Laser ein sehr ähnliches Ionisationsverhalten zeigen.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit bestand darin einen Ionisationslaser zur zustandsabhängigen Ionisation von ^{87}Rb -Atomen aufzubauen und für die Ionisationsexperimente vorzubereiten.

Nach theoretischen Grundlagen im ersten Teil dieser Arbeit wurde anschließend der Aufbau des Ionisationslasers beschrieben. Hierbei wurde sowohl auf die verwendeten Komponenten im optischen Aufbau und das Vorgehen beim Aufbau und der Justage als auch auf die elektronische Steuerung der Laserdiode eingegangen. Nach ersten Funktionstests wie dem Vermessen des Strahlprofils und der Optimierung der Kopplungseffizienz auf 61,4% wurde der Ionisationslaser in das Hauptexperiment integriert und eine Messung der Ionisationszeit durchgeführt.

Das Ziel des Hauptexperiments, für das der Ionisationslaser bestimmt ist, ist eine schlupflochfreie Verletzung der Bellschen Ungleichung. Hierbei ist es wichtig den Zustand der verwendeten ^{87}Rb -Atome schnell und effizient auszulesen.

Die in Kapitel 5 beschriebene Ionisationszeitmessung wurde durchgeführt um das Ionisationsverhalten des neuen Ionisationslasers mit dem des bestehenden Systems zu vergleichen und festzustellen, ob der neue Laser für seine gedachte Aufgabe geeignet ist. Hierbei zeigte der neue Laser bei einer optischen Leistung von $P = 195\text{mW}$ und einer experimentell bestimmten Ionisationszeit von $\tau = 18,4\text{ns}$ ein sehr ähnliches Ionisationsverhalten wie der bestehende Ionisationslaser und ist in der Lage 99% der ionisierbaren Atome innerhalb von $t = 85\text{ns}$ zu ionisieren. Das Ziel dieser Arbeit wurde somit erreicht und der neu aufgebaute Ionisationslaser kann im Hauptexperiment zum Auslesen von ^{87}Rb -Atomzuständen verwendet werden..

Nach der Ionisation durch den Laser müssen die Ionisationsfragmente nachgewiesen werden um das Auslesen des Zustandes anzuschließen. Zu diesem Zweck wird das bei der Ionisation entstehende Ionen-Elektronenpaar durch ein elektrisches Feld getrennt, beschleunigt und mit Hilfe von zwei Kanalelektronenvervielfachern [22] nachgewiesen.

Literaturverzeichnis

- [1] ALBERT EINSTEIN, BORIS PODOLSKY und NATHAN ROSEN: *Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?* Phys. Rev., 47:777, 1935.
- [2] BELL, JOHN S.: *On the Einstein Podolsky Rosen Paradox.* Physics, 1:195–200, 1964.
- [3] ALAIN ASPECT, JEAN DALIBARD und GÉRARD ROGER: *Experimental Test of Bell's Inequalities Using Time-Varying Analyzers.* Phys. Rev. Lett., 49:1804, 1982.
- [4] GREGOR WEIHS, THOMAS JENNEWEIN, CHRISTOPH SIMON HARALD WEINFURTER und ANTON ZEILINGER: *Violation of Bell's Inequalities under Strict Einstein Locality Conditions.* Phys. Rev. Lett., 81:5039, 1998.
- [5] M. A. ROWE, D. KIELPINSKI, V. MEYER C. A. SACKETT W. M. ITANO C. MONROE und D. J. WINELAND: *Experimental Violation of a Bell's inequality with efficient detection.* Nature, 409:791, 2001.
- [6] A. GÜNTHER, H. BENDER, A. STIBOR J. FORTÁGH und C. ZIMMERMANN: *Observing quantum gases in real time: Single-atom detection on a chip.* Phys. Rev. A, 80:011604, 2009.
- [7] F. HENKEL, M. KRUG, J. HOFMANN W. ROSENFELD M. WEBER und H. WEINFURTER: *Highly Efficient State-Selective Submicrosecond Photoionization Detection of Single Atoms.* Phys. Rev. Lett., 105:253001, 2010.
- [8] DEMTRÖDER, WOLFGANG: *Experimentalphysik 3: Atom, Moleküle und Festkörper.* Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Vierte Auflage, 1996.
- [9] THEODOR W. HÄNSCH, ARTHUR L. SCHAWLOW: *Cooling of Gases by Laser Radiation.* Opt. Commun., 13:68, 1975.
- [10] E. L. RAAB, M. PRENTISS, ALEX CABLE STEVEN CHU D. E. PRITCHARD: *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure.* Phys. Rev. Lett., 59:2631, 1987.
- [11] ROSENFELD, WENJAMIN: *Experiments with an Entangled System of a Single Atom and a Single Photon.* Doktorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2008.

- [12] M. AYMAR, O. ROBAUX und S. WANE: *Central-field calculations of photoionisation cross sections of excited states of Rb and Sr+ and analysis of photoionisation cross sections of excited alkali atoms using quantum defect theory*. J.Phys. B: At. Mol. Phys., 17:993, 1984.
- [13] GÉRARD, LEA: *Spin-State-Selective Detection of Single Rubidium Atoms*. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2012.
- [14] NICHIA CORPORATION, 491 Oka, Kaminaka-Cho, Anan-Shi, Tokushima 774-8601, Japan: *Nichia Aquamarine Laser Diode NDA4116*, Oktober 2012.
- [15] NUFERN, 7 Airport Park Road, East Granby, CT 06026: *Pure Silica Core Visible Wavelength Fibers*, 2008.
- [16] THORLABS, PO Box 366, 435 Route 206N, Newton, NJ 07860: *PDA10A Operating Manual - Wideband Amplified Silicon Detector*, 2011.
- [17] COSTRELL, L.: *Standard NIM instrumentation system*. Technischer Bericht, NIM Committee (USA), 1990.
- [18] FLETCHER, EDWARD M.: *Coupling Transistor Logic and other Circuits*, 1966.
- [19] KRUG, MICHAEL. Persönliches Gespräch, Januar 2013.
- [20] RS COMPONENTS, PO Box 99, Corby, Northants, NN17 9RS: *RS Components Data Sheet: Thermistors*, März 1999.
- [21] STECK, DANIEL A.: *Rubidium 87 D Line Data*. Technischer Bericht, Los Alamos National Laboratory, 2001.
- [22] HENKEL, FLORIAN A.: *Photoionisation detection of single 87Rb-atoms using channel electron multipliers*. Doktorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2011.

Erklärung

Mit der Abgabe dieser Bachelorarbeit versichere ich, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

München, den 8. Februar 2013

Felix Maximilian Daiber