



Universität Hamburg

DER FORSCHUNG | DER LEHRE | DER BILDUNG



Ein System zur Laserkühlung von Ytterbium-Ionen

(A System for Laser Cooling of Ytterbium Ions)

von

Johannes Thielking¹

geboren am 13.06.1988

Masterarbeit im Studiengang Physik

Universität Hamburg

2014

1. Gutachter: Prof. Dr. Henning Moritz
2. Gutachter: Prof. Dr. Andreas Hemmerich

¹johannes.thielking@physnet.uni-hamburg.de

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Masterarbeit wurde der Aufbau eines Experiments zur Quanteninformationsverarbeitung an gefangenen Ytterbium-Ionen fortgesetzt. Hierfür wurde zum einen das benötigte Lasersystem fertiggestellt. Dies beinhaltet den Aufbau eines stark gekühlten Diodenlasers bei einer Wellenlänge von 369.5 nm zur Dopplerkühlung der Ionen, sowie den Aufbau einer Spektroskopie von neutralem und ionisiertem Ytterbium. Mithilfe des *dichroic atomic vapour lock* konnte die Wellenlänge des Anregungslasers bei 398.9 nm erfolgreich auf den 1S_0 - 1P_1 -Übergang stabilisiert werden. Im zweiten Teil der Arbeit wurde für den gepulsten Betrieb der Ytterbium-Öfen eine Hochstromquelle entworfen und in Betrieb genommen. Diese basiert auf MOSFETs als regelnde Elemente und verwendet Blei-Akkumulatoren als Spannungsquelle. Hierbei wurden Strompulse mit einer Stärke von 45 A und Ofentemperaturen von 950 K erreicht.

In this master thesis the setup of an experiment for quantum computation with trapped ytterbium ions has been extended. First part was the finalization of the laser setup. A laser for doppler cooling the ions was set up. It operates with a strongly cooled laser diode at a wavelength of 369.5 nm. The frequency of this laser as well as of the excitation laser at 398.9 nm was stabilized to the optical absorption signal in a hollow-cathode discharge lamp. Using the dichroic atomic vapour laser lock, the excitation laser at 398.9 nm has been successfully stabilized to the 1S_0 - 1P_1 transition. In the second part, a pulsed power source to resistively heat the ytterbium ovens with high currents has been designed and realized. It consists of MOSFETs as current regulators and uses lead batteries as power supplies. Pulses with currents up to 45 A resulting in oven temperatures of 950 K have been achieved.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Paul-Fallen	3
2.1	Ionenfallen	3
2.2	Bewegung eines Ions in einer Paul-Falle	6
2.3	Quanteninformationsverarbeitung	7
2.3.1	Ionen als Qubits	9
3	Das Lasersystem	10
3.1	Das Levelschema von Ytterbium	10
3.2	Verwendete Laser	12
3.3	Stabilisierung der Frequenz	12
3.3.1	Ein hochstabiler Resonator als Frequenzreferenz	14
3.4	Spektroskopie von Ytterbium	15
3.4.1	Konzept der DAVLL-Methode	16
3.4.2	Optischer Aufbau	17
3.4.3	Stabilisierung des 398.9 nm-Lasers	18
3.4.4	Messung des DAVLL-Signals	19
3.5	Aufbau des Lasersystems	22
3.5.1	Strahlführung am Experiment	22
3.6	Ein gekühlter ECDL für 369.5 nm	24
3.6.1	Design des Gehäuses	26
3.6.2	Charakterisierung des Lasers	28
3.6.3	Stabilisierung auf den Resonator	29
3.6.4	Spektroskopie von Yb^+	31
4	Atomquelle	33
4.1	Design des Ytterbium-Ofens	33
4.2	Hochstromquellen	35
4.2.1	Modellbaufahrtregler	35
4.3	Entwurf einer Hochstromquelle	36
4.3.1	Leistungs-MOSFETs	36
4.3.2	Konzept des Regelkreises	36
4.3.3	Schalten der Pulse	37
4.3.4	Steuerung durch einen Mikrocontroller	38
4.3.5	Sicherungen gegen Überhitzen	39
4.4	Aufbau der Schaltung	40
4.5	Charakterisierung des Regelkreises	41
4.5.1	Messung an einem Testofen	44
4.5.2	Ausheizen des Vakuumklebers	45

4.6	Suche nach Fluoreszenz	45
4.6.1	Berechnung der zu erwartenden Fluoreszenz	46
4.6.2	Das Mikroskop	47
4.6.3	Bisherige Beobachtungen	50
5	Zusammenfassung und Ausblick	52
6	Anhang	54
6.1	<i>Mathematica</i> -Berechnung zur Fluoreszenz	54
6.2	Arduino Quellcode zur Pulssteuerung	57
	Eidesstattliche Erklärung	66

Kapitel 1

Einleitung

Seitdem Ionenfallen 1954 erstmals vorgestellt wurden, bilden sie ein fundamentales Werkzeug der modernen Experimentalphysik. Nach der Formulierung der Atomidee 400 v. Chr. durch Demokrit war es nun erstmals möglich, einzelne Atome isoliert von äußeren Einflüssen zu untersuchen. Die sich daraus ergebenden Möglichkeiten sind so weitreichend, das Wolfgang Paul für die Entwicklung der später nach ihm benannten Falle 1989 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet wurde.

Erste Meilensteine der Experimente an Ionenfallen waren der Nachweis eines einzelnen gefangenen Barium-Ions 1979 durch die Gruppe um P.E. Toschek [27], sowie die Beobachtung von Quantensprüngen 1986 [28]. An Ionenfallen wurde auch die Laserkühlung entwickelt, die später extrem erfolgreich zum optischen Kühlen und Fangen neutraler Atome eingesetzt wurde. Auch heute noch bilden in Paul-Fallen gefangene Ionen die Grundlage modernster Experimente, sei es auf dem Gebiet der Quanteninformationsverarbeitung, oder der Spektroskopie optischer Übergänge zum Bau präzisester Uhren.

Trotz ihrer Anwendung in komplexen Experimenten sind die technischen Anforderungen für den prinzipiellen Betrieb einer Ionenfalle vergleichsweise gering. Der Aufbau einer solchen Falle bietet sich daher, aufgeteilt auf mehrere Arbeiten, als Studentenexperiment an. Nach diesem Prinzip entsteht seit 2012 in der Arbeitsgruppe von H. Moritz eine lineare Paul-Falle für Ytterbium-Ionen. Das Ziel ist ein möglichst vielseitiger Aufbau, an dem später fundamentale Prozesse der Quanteninformationsverarbeitung und Quantensimulation mit Ionen untersucht werden sollen. Erste geplante Experimente sind das Verschränken von Ionen für Zwei-Qubit-Gatter, sowie das Umladen in optische Dipolfallen. Da es sich um ein Studienlabor handelt, steht auch das generelle Gewinnen an experimenteller Erfahrung mit Ionenfallen im Vordergrund. Ein Großteil des benötigten Lasersystems wurde im Rahmen mehrerer Bachelorarbeiten aufgebaut. Der Bau der RF-Falle, sowie des Vakuumsystems, der Hochfrequenzerzeugung und der Abbildungsoptik erfolgte in der Masterarbeit von Phillip Wieburg.

Die erste Aufgabe in dieser Arbeit war die Fertigstellung des Lasersystems. In diesem Zusammenhang wurde ein stark gekühlter Diodenlasers bei einer Wellenlänge von 369.5 nm aufgebaut. Des Weiteren wurde eine Spektroskopie-Methode benötigt, die sich sowohl für neutrales, als auch ionisiertes Ytterbium eignet. Hierfür wurde eine mit Ytterbium beschichtete Hohlkathodenlampe verwendet. Die optischen Übergänge werden mithilfe des sogenannten *dichroic atomic vapour laser lock* untersucht. Dabei handelt es sich um eine modulationsfreie Form der Zeeman-Spektroskopie. Es erfolgte außerdem der Aufbau des optischen Systems zur Strahlanlieferung rund um die Vakuumkammer. Das Lasersystem, sowie der Aufbau des Diodenlasers und der Spektroskopie werden in Kapitel 3 beschrieben.

Der zweite Teil der Arbeit befasst sich mit der für den Betrieb der Ytterbium-Öfen benötigten Elektronik. Die in unserem Aufbau verwendeten Öfen werden durch kurze Strompulse mit hoher Stromstärke geheizt. Auf Basis von Feldeffekttransistoren wurde daher eine gepulste Hochstromquelle entworfen, die sich aus Blei-Akkumulatoren speist. Die Entwicklung der Schaltung, sowie deren Aufbau ist in Kapitel 4 beschrieben.

Kapitel 2

Paul-Fallen

Dieses Kapitel dient dazu, einen Überblick über das Gebiet der Ionenfallen zu geben. Es werden zuerst die grundlegenden Konzepte vorgestellt, gefolgt von einer genaueren Beschreibung der Bewegungsgleichungen von Ionen in linearen Paul-Fallen. Danach folgt eine kurze Beschreibung der Grundideen der Quanteninformationsverarbeitung mit Blick auf spätere Anwendungsmöglichkeiten unserer Ionenfalle.

2.1 Ionenfallen

Der Grund, weshalb Experimente mit einzelnen Teilchen als erstes an Ionen erfolgten, ist ihre starke Kopplung an elektromagnetische Felder durch Coulomb- und Lorentzkraft. Dadurch ist es möglich, durch spezielle Feldverteilungen einzelne geladene Teilchen kontaktfrei in einem Vakuum zu fangen. Die hierfür geeigneten Felder sind jedoch durch eine bestimmte Folgerung aus den Maxwell-Gleichungen eingegrenzt, bekannt als Earnshaw-Theorem.

Earnshaw-Theorem

Das Earnshaw-Theorem besagt, dass ein geladenes Teilchen in einem elektrostatischen Feld keinen Gleichgewichtszustand finden kann. Dies ist äquivalent mit der Aussage, dass ein geladenes Teilchen nicht in einem solchen Feld gefangen bleibt. Der Grund hierfür ist, dass die Divergenz des E-Feldes in einem ladungsfreien Bereich verschwinden muss:

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0. \quad (2.1)$$

Mit dem Satz von Gauß folgt

$$\int \operatorname{div} \vec{E} \, d^3\vec{r} = \oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = 0. \quad (2.2)$$

S beschreibt hierbei eine Oberfläche, die das Fallenvolumen einschließt. Aus Gl.(2.2) folgt, dass $\vec{E} \cdot d\vec{S}$ nicht überall das gleiche Vorzeichen haben kann. Es muss also immer eine Richtung geben, in die das Ion vom E-Feld aus dem Fallenvolumen beschleunigt wird. Die beiden meist verwendeten Konzepte, dieses Problem zu lösen, sind die Penning- und die Paul-Falle.

Penning-Falle

Das Funktionsprinzip der Penning-Falle beruht auf dem Vorschlag von Frans Michel Penning aus dem Jahr 1936 [4]. Sie verwendet eine Überlagerung aus elektrostatischem und magnetischem Feld (siehe Abb.2.1(a)). Die Falle besteht aus einer negativ¹ geladenen

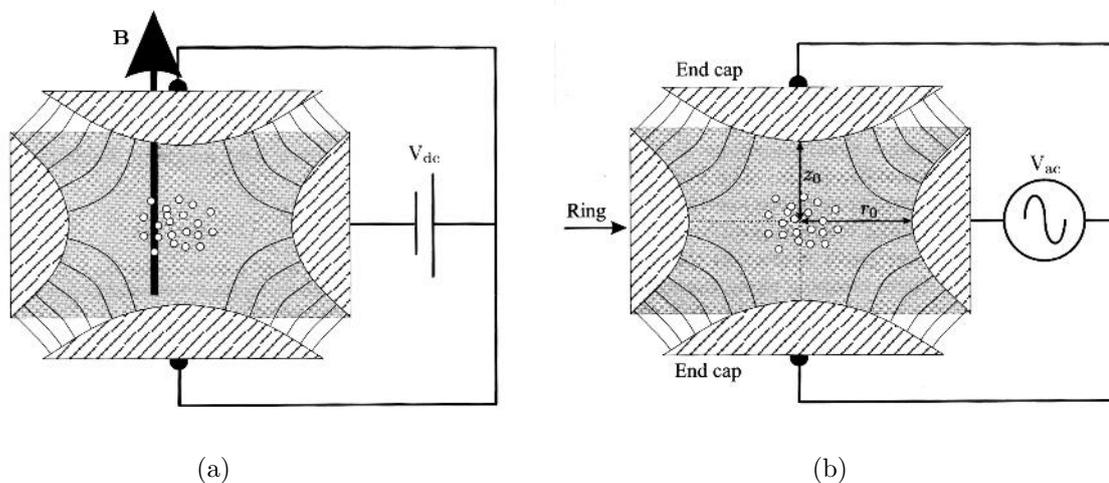


Abbildung 2.1: Skizzierter Querschnitt einer Penning- und einer Paul-Falle. a) In der Penning-Falle wird ein elektrisches Quadrupolfeld durch eine Ringelektrode und zwei Endkappen erzeugt. Dieses ist mit einem homogenen Magnetfeld überlagert. Die Ionen werden dadurch auf Kreisbahnen um das Fallenzentrum gezwungen. b) Die Paul-Falle besteht aus einem hochfrequenten, elektrischen Wechselfeld zwischen Ring und Endkappen. Dieser oszillierende Quadrupol erzeugt im zeitlichen Mittel ein harmonisches Fallenpotenzial um das Fallenzentrum. Die Bilder wurden Referenz [5] entnommen.

Ring-Elektrode und zwei positiv geladenen Endkappen, die ein Quadrupol-Feld erzeugen. Ohne weitere Einflüsse würden die Ionen die Falle in Richtung der Ringelektrode verlassen. Um dies zu verhindern, ist parallel zur Achse der Endkappen ein Magnetfeld angelegt. Die Teilchen vollführen dadurch aufgrund der Lorentzkraft eine Zyklotron-Bewegung um das Fallenzentrum. Mit diesem Fallentyp gelang Hans Georg Dehmelt 1987 eine sehr präzise Bestimmung des Landé-Faktors des Elektrons und des Positrons, wofür er 1989 mit dem Nobel-Preis ausgezeichnet wurde.

¹Dies gilt für den Fall, dass die zu fangenden Ionen positiv geladen sind.

Paul-Falle

Im Gegensatz zur Penning-Falle verwendet die Paul-Falle ausschließlich elektrische Felder. Um dem Earnshaw-Theorem trotzdem zu genügen, müssen diese Felder daher zeitlich oszillieren. Eine Möglichkeit hierfür ist die in Abbildung 2.1(b) dargestellte Elektrodenkonfiguration. Hierbei wird ein elektrisches Wechselfeld zwischen einer ringförmigen Elektrode und zwei Endkappen angelegt. Die dabei entstehenden Felder heben sich im zeitlichen Mittel auf. Berücksichtigt man jedoch die Trägheit des Ions, so vollführt dieses eine schnelle Pendelbewegung. Aufgrund der inhomogenen Feldverteilung steigt die auf das Ion wirkende Kraft quadratisch mit dem Abstand vom Zentrum an. Das Ion wird also am äußeren Umkehrpunkt der Pendelbewegung stärker nach innen beschleunigt, als es am inneren wieder nach außen getrieben wird. Dies führt zu einer effektiv rücktreibenden Kraft und damit zu einer langsamen Schwingung um das Fallenzentrum, genannt säkulare Schwingung, die durch die Mikrobewegung überlagert ist. Da das Fallenzentrum bei dieser Elektrodenanordnung punktförmig ist, wird sie auch sphärische Paul-Falle genannt.

Eine alternative Anordnung ist die lineare Paul-Falle. Diese Falle besteht aus vier Stabelektroden und zwei Endkappen (vgl. Abb.2.2). Die Hochfrequenz liegt hierbei an zwei

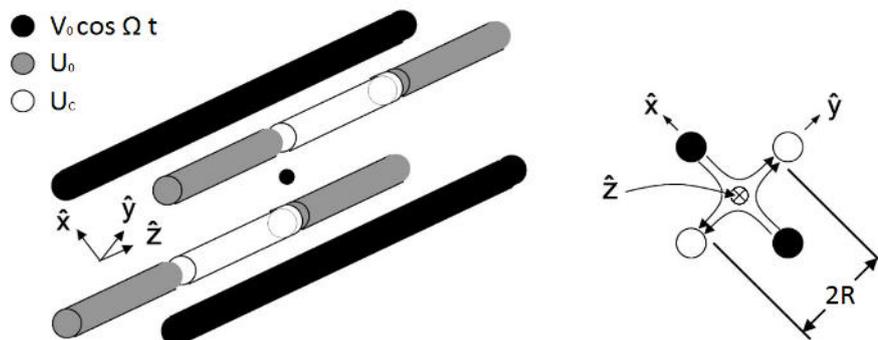


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung einer linearen Paul-Falle. An den schwarzen Elektroden liegt eine Wechselspannung mit der Frequenz Ω an, die weiß gezeichneten Elektroden liegen auf Masse. Dies ergibt ein oszillierendes Quadrupolfeld in der xy -Ebene. An den grau eingefärbten Elektroden liegt die konstante Spannung U_0 an, was zu einem Einschluss der Ionen in z -Richtung führt. Das Bild wurde aus Referenz [36] adaptiert.

gegenüberliegenden Stabelektroden an, während die anderen beiden geerdet sind. Hieraus ergibt sich wieder ein oszillierender Quadrupol, und damit ein Einschluss der Ionen in der Ebene senkrecht zu den Stäben. Die zwei Endkappen liegen auf einem konstanten Potential, was zusammen mit dem Quadrupol-Feld zu einem Einschluss in allen drei Richtungen führt. Die lineare Anordnung hat den Vorteil, dass gleichzeitig mehrere Ionen im Fallenzentrum gefangen werden können, da dieses eindimensional ist. Diese Ionen können einen sogenannten linearen Coulomb-Kristall bilden. Im Folgenden werden die Bewegungsglei-

chungen eines Ions in einer solchen Falle genauer dargestellt.

2.2 Bewegung eines Ions in einer Paul-Falle

Die folgende Herleitung der primären Bewegungsgleichungen orientiert sich an Referenz [26]. Ausgehend von der Anordnung in Abbildung 2.2 liegen zwei der Stabelektroden auf Masse, an den anderen beiden liegt die Wechselspannung $V(t) = V_0 \cos(\Omega t)$ an. In der Nähe der Fallachse (z-Richtung) führt dies zum Potential

$$V(x, y, t) = \frac{V_0}{2} \left(1 + \frac{x^2 - y^2}{R^2} \right) \cos(\Omega t). \quad (2.3)$$

R ist dabei der senkrechte Abstand vom Fallenzentrum zu den Elektroden². Dieses Potential überlagert sich mit dem Feld der Endkappen

$$U(x, y, z) = \frac{\kappa U_0}{Z_0^2} \left[z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \right]. \quad (2.4)$$

Hierbei ist $\kappa < 1$ ein geometrischer Faktor der Falle, der zu einem leichten Deconfinement führt. Z_0 ist der halbe Abstand zwischen den Endkappenelektroden. Das elektrische Feld setzt sich damit zusammen zu

$$\vec{E}(x, y, z, t) = -V_0 \left(\frac{x\hat{x} - y\hat{y}}{R^2} \right) \cos(\Omega t) - \frac{\kappa U_0}{Z_0^2} [2z\hat{z} - x\hat{x} - y\hat{y}]. \quad (2.5)$$

Durch Umstellen der Newtonschen Bewegungsgleichung ergeben sich daraus die folgenden Differentialgleichungen, die die Bewegung eines Teilchens der Masse m mit der Ladung Q beschreiben:

$$\ddot{u}_i + [a_i + 2qi \cos(\Omega t)] \frac{\Omega^2}{4} u_i = 0 \quad (2.6)$$

mit

$$a_x = a_y = -\frac{1}{2} a_z = -\frac{4Q\kappa U_0}{mZ_0^2\Omega^2} \quad (2.7)$$

und

$$q_x = -q_y = \frac{2QV_0}{mR^2\Omega^2}, \quad q_z = 0, \quad (2.8)$$

wobei $\vec{u} = u_x\hat{x} + u_y\hat{y} + u_z\hat{z}$ die Position des Ions im Koordinatensystem von Abbildung 2.2 darstellt. Diese werden Mathieu-Gleichungen genannt und stellen eine Spezialform der Hillschen Differentialgleichung dar. Üblicherweise gilt $|q| \ll 1$ und $|a| \ll 1$. Die Lösung erster Ordnung kann dann geschrieben werden als

$$u_i(t) \approx u_{1i} \underbrace{\cos(\omega_i t + \phi_{Si})}_{\text{säkulare Schwingung}} \underbrace{\left[1 + \frac{q_i}{2} \cos(\Omega t) \right]}_{\text{Mikrobewegung}} \quad (2.9)$$

²Das Gleichheitszeichen in Gl.(2.3) gilt nur, wenn die Elektroden hyperbolische Zylinder unendlicher Länge wären. Es ist jedoch für Stabelektroden eine gute Näherung.

mit

$$\omega_i \cong \frac{1}{2}\Omega \sqrt{a_i + \frac{1}{2}q_i^2}. \quad (2.10)$$

Die Phasen ϕ_{Si} hängen von der anfänglichen Position und Bewegung des Ions ab. Die Bewegung lässt sich dadurch in zwei Komponenten aufteilen. Zum einen vollführt das Ion eine harmonische Schwingung mit der Frequenz ω in einem effektiven Potential

$$\Phi_{eff} = \frac{QV_0^2}{4m\Omega^2 R^4} (x^2 + y^2) + \frac{1}{2} \frac{m\omega_z^2}{Q} z^2, \quad (2.11)$$

dem sogenannten Pseudopotential. Diese Schwingung ist überlagert mit einer Schwingung der Frequenz Ω , der Mikrobewegung. Eine Anregung der Mikrobewegung tritt auf, wenn das elektrische Fallenminimum nicht mit dem geometrischen übereinstimmt, zum Beispiel durch Ladungen auf dem umliegenden Material, oder durch einen Phasenschub zwischen den RF-Elektroden. Da es sich um eine getriebene Schwingung handelt, kann sie prinzipiell nicht über Doppler-Kühlung reduziert werden. Sie stellt dadurch einen limitierenden Faktor für die erreichbare Temperatur der Ionen dar. Hierin zeigt sich der Vorteil der linearen gegenüber der sphärischen Paul-Falle im Bezug auf das Fangen mehrerer Ionen: Da das Zentrum der sphärischen Falle punktförmig ist, kann die Mikrobewegung nur für ein Ion minimal sein. Jedes weiter erfährt entsprechend seinem Abstand zum Zentrum eine zusätzliche Anregung. Im eindimensionalen Zentrum der linearen Paul-Falle ist es jedoch möglich, die Mikrobewegung für eine Kette von Ionen zu minimieren.

Eine Methode zur Messung der Mikrobewegung ist die in Referenz [26] vorgestellte Kreuzkorrelation. Bei diesem Verfahren wird die durch die Doppler-Kühlung auftretende Fluoreszenz mit einem schnellen Photomultiplier aufgenommen. Dieses Signal ist durch die Mikrobewegung mit der Frequenz Ω moduliert. Werden nun an die RF-Elektroden zusätzliche statische Spannungen angelegt, verschiebt sich das elektrische Fallenzentrum. Dadurch steigt, bzw. sinkt die Modulationsstärke. Um eine effektive Kompensation in allen Fallenachsen zu erreichen, kann man drei Laser benutzen. Die Kompensationsspannungen werden so justiert, dass die Modulation in allen Achsen minimal wird.

2.3 Quanteninformationsverarbeitung

Schon 1982 äußerte Richard Feynman die Idee, quantenmechanische Systeme zur Datenverarbeitung zu verwenden [40]. Es war jedoch erst ab 1990 mit dem Aufkommen der linearen Paul-Falle möglich, dies auch experimentell umzusetzen. Der Grundgedanke der Quanteninformationsverarbeitung (QIV) ist, anstelle eines Bits ein quantenmechanisches Zwei-Niveau-System, ein sogenanntes Qubit, zu verwenden. Hieraus ergeben sich zwei zentrale Unterschiede. Zum einen kann ein quantenmechanisches System neben den

klassischen Zuständen auch alle Überlagerungen aus $|0\rangle$ und $|1\rangle$ annehmen:

$$|\Phi\rangle = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle, \quad (2.12)$$

wobei $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ gelten muss. Damit ist jedes Qubit in der Lage eine theoretisch unendliche Anzahl an Zuständen anzunehmen.

Der zweite große Unterschied ist die Möglichkeit, zwei oder mehr Qubits miteinander zu verschränken. Verschränkung ist ein essentiell quantenmechanischer Effekt und begründet die große Leistungsfähigkeit der QIV [35]. Allgemein besagt die Verschränkung mehrerer Teilchen, dass diese nur noch als ein gemeinsames System vollständig beschrieben werden können. Dies hat zur Folge, dass die Messung des Zustandes eines Teilchens instantan die Zustände aller mit ihm verschränkten Teilchen definiert. Dies geschieht unabhängig vom Abstand zwischen den Teilchen und wird als Nichtlokalität bezeichnet. Diese Eigenschaft ermöglicht zum Beispiel die Teleportation von Quantenzuständen, erstmals vorgestellt 1993 in Referenz [39]. Für das Rechnen mit mehreren Qubits bedeutet Verschränkung eine Form der Parallelisierung, durch die Operationen sehr effizient ausgeführt werden können.

In Referenz [43] wurde gezeigt, dass Quantencomputer prinzipiell besser dazu geeignet sind, quantenmechanische Systeme zu simulieren, als klassische Computer. Darüber hinaus ist die momentane Anzahl an sinnvollen Algorithmen jedoch recht klein. Trotzdem zeigen auch die freie Wirtschaft und staatliche Einrichtungen ein Interesse an Quantencomputern, nicht zuletzt aufgrund des im Folgenden vorgestellten Shor-Algorithmus.

Der Shor-Algorithmus

Der Beginn des großen kommerziellen Interesses an Quantencomputern war die Entwicklung eines Quanten-Algorithmus zur Faktorisierung zusammengesetzter Zahl durch Peter Shor 1994 [42]. Diese Rechenoperation ist in der Lage, die nichttrivialen Teiler einer Zahl in einem Bruchteil der bisher benötigten Zeit zu ermitteln. Auf einem klassischen Computer steigt die Rechendauer für die Faktorisierung exponentiell mit der Anzahl der Stellen der Zahl. Das aktuell beste Verfahren ist hierbei das allgemeine Zahlkörpersieb mit $T \sim \text{Exp}(\sqrt[3]{\log[N]})$. Die Rechendauer des Shor-Algorithmus auf einem Quantencomputer steigt hingegen nur polynomial.

Der Grund für das Interesse an diesem Algorithmus ist, dass die Primzahlfaktorisation den zentralen Schritt zum Entschlüsseln gesicherter Daten darstellt. So beruht zum Beispiel die weit verbreitete RSA-Verschlüsselung auf der Methode, Daten mithilfe sehr großer Zahlen (ca. 200 Dezimalstellen) zu verschlüsseln. Diese Zahlen sind wiederum das Produkt großer Primzahlen. Möchte man die Daten auslesen, benötigt man diese Primzahlen. Die Sicherheit der Verschlüsselung beruht auf dem großen Rechenaufwand zur Bestimmung dieser Zahlen. Mit einem entsprechend leistungsfähigen Quantencomputer wären diese Verschlüsselungsverfahren hinfällig. Bis jetzt ist es jedoch noch nicht möglich, Quantencom-

puter auf die dafür nötige Anzahl an Qubits zu skalieren.

2.3.1 Ionen als Qubits

In Paul-Fallen gefangene Ionen sind prädestiniert für die Anwendung als Qubits [3]. Sie können über Laser einzeln adressiert werden, da sie in der Falle sehr genau lokalisiert und von einander separiert sind. Dies ermöglicht die gezielte Präparation jedes Qubits. Außerdem können sie über ihre kollektiven Schwingungszustände miteinander verschränkt werden. Eine effektive Methode zur Erzeugung globaler Verschränkung ist zum Beispiel das in Referenz [38] vorgestellte Mølmer-Sørensen-Gatter. Durch den hohen Grad an Entkopplung von äußeren Einflüssen sind darüber hinaus lange Kohärenzzeiten möglich. Dies ist essentiell für die Durchführung komplexer Algorithmen, da Störungen die verschränkten Zustände zerstören. Der aktuelle Rekord für verschränkte Ionen liegt bei 14 Qubits in der Gruppe von R. Blatt, zu sehen in Abbildung 2.3.

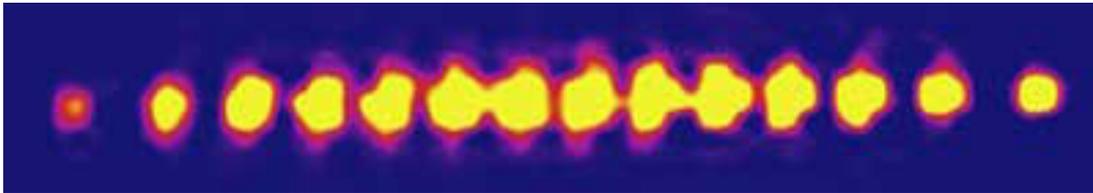


Abbildung 2.3: 14 als Qubits nutzbare Ionen in einer Paul-Falle der Gruppe Blatt.

Geplante Experimente

Ytterbium-Ionen wurden schon vielfach erfolgreich zur QIV eingesetzt, zum Beispiel in den Veröffentlichungen [19] und [21]. Gerade das Isotop ^{171}Yb ist hierfür geeignet, da die Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes ein sehr langlebiges Qubit darstellt. Außerdem werden nur zwei Laser zur Dopplerkühlung benötigt. In ersten Experimenten am hier beschriebenen Aufbau sollen vor allem Ein- und Zwei-Qubit-Gatter mit Ionen durchgeführt werden. In Referenz [41] wurde gezeigt, dass sich aus diesen Operationen jeder beliebige Quantenalgorithmus aufbauen lässt. Parallel ist geplant, eine optische Dipolfalle für Ionen aufzubauen. Optisch gefangene Ionen haben interessante Anwendungsmöglichkeiten in der Quantensimulation, auf die im Ausblick nochmal eingegangen wird. Das Ziel unseres Experiments ist das Anwenden von Quanten-Gattern auf optisch gefangene Ionen. Dieses Konzept wurde so noch nicht umgesetzt und bietet daher die Möglichkeit, auch in einem Studienlabor aktuelle Forschung betreiben zu können.

Kapitel 3

Das Lasersystem

Für das entstehende Ionenfallenexperiment werden Laser zum Ionisieren der Ytterbium-Atome (398.9 nm), sowie zum Doppler-Kühlen (369.5 nm) und Rückpumpen (935.2 nm) der Ionen benötigt. Die drei hierfür erforderlichen Laser wurden von Mark Momme [7], Jascha Zander [10] und Andreas Kerkmann [11] im Rahmen ihrer Bachelorarbeiten gebaut und charakterisiert. Der Ionisations- und der Rückpumpelaser wurden fertiggestellt und waren bis auf eine Stabilisierung auf die atomaren Übergänge einsatzbereit. Der stark gekühlte 369.5 nm-Laser konnte von J. Zander durch geschickte Justierung der optischen Rückkopplung erfolgreich auf die gewünschte Wellenlänge gezogen werden. Es zeigten sich jedoch Probleme im Dauerbetrieb. So erwies sich die Wellenlänge bei dieser Temperatur als zu instabil. Ein stärkeres Kühlen war aufgrund von auftretender Kondensation nicht möglich. Es wurde daher von Phillip Wieburg im Rahmen seiner Masterarbeit [9] ein neues, abgedichtetes Lasergehäuse entworfen.

Die Aufgaben in dieser Arbeit waren nun der finale Aufbau des Lasersystems und des neuen 369.5 nm-Lasers, sowie der Aufbau einer Spektroskopie der Ytterbium-Übergänge bei 398.9 nm- und 369.5 nm.

3.1 Das Levelschema von Ytterbium

Als Element für unsere Ionenfalle haben wir Ytterbium (Elementsymbol Yb) ausgewählt. Hierbei handelt es sich um ein Lanthanid mit der Ordnungszahl 70, das im neutralen Zustand zwei Valenzelektronen besitzt. Das Levelschema von neutralem und einfach ionisiertem Ytterbium ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Dopplerkühlung der Ionen erfolgt auf dem 20 MHz breiten $^2S_{1/2}$ - $^2P_{1/2}$ Übergang mit einem 369.5 nm-Laser (siehe Abb.3.1(b)). Die erreichbare Temperatur liegt bei $T_D = 0.5$ mK. Vom angeregten Zustand fällt das Ion mit einer Wahrscheinlichkeit von 0.5% in das metastabile $^2D_{3/2}$ -Niveau ($\Gamma/2\pi = 3Hz$), wodurch das Ion nach im Mittel 200 Streuvorgängen dem Kühlprozess entzogen würde. Es wird daher ein zusätzlicher Rückpumpelaser zum $^3D[3/2]_{1/2}$ -Niveau bei 935.2 nm benötigt. Dieses Niveau ist 4.2 MHz breit und zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 98.2% in

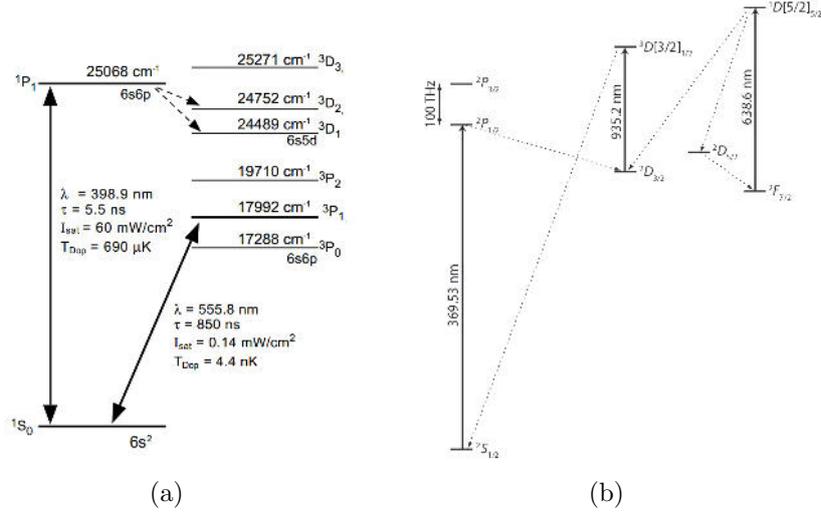


Abbildung 3.1: Levelschema von neutralem (a) und einfach ionisiertem Ytterbium (b), entnommen aus den Referenzen [20] und [19]. Neutrale Atome werden erst auf das 1P_1 -Niveau resonant angeregt und dann mit einem 369.5 nm-Laser photoionisiert. Die Dopplerkühlung der Ionen erfolgt auf dem $^2S_{1/2}$ - $^2P_{1/2}$ Übergang. Ionen im metastabilen $^2D_{3/2}$ -Niveau werden über einen 935 nm-Laser zurück gepumpt.

den Grundzustand [29]. Darüber hinaus kann das Ion noch in den $^2F_{1/2}$ -Zustand gelangen. Diese Niveau ist metastabil und besitzt eine Lebensdauer von ca. sechs Jahren [18]. Da es jedoch laut Referenz [19] nur über Stöße mit dem Hintergrundgas im Mittel einmal alle 15 min angeregt wird, ist es für unsere Anwendung weniger von Bedeutung. Für eine Langzeitmessung an gefangenen Ionen müsste allerdings ein zweiter Rückpumpplaser bei 638.6 nm verwendet werden.

Für die Ionisation der neutralen Atome werden vorwiegend zwei Methoden verwendet. Zum einen kann man eine Elektronenkanone verwenden, die die Atome über Stoßprozesse ionisiert. Dieser Aufbau ist technisch einfach, birgt aber die Gefahr, Ladungen auf die isolierenden Elemente der Paul-Falle zu bringen. Die dadurch entstehenden Störfelder regen wiederum eine zusätzliche Mikrobewegung der Ionen an, welche aufwendig kompensiert werden muss. Wir haben uns daher für die Photoionisation entschieden. Da eine direkte Ionisation mit einem Laser nicht in Frage kommt (die benötigte Wellenlänge von 128 nm wird von Luft absorbiert), wird ein Zwei-Photonen-Prozess verwendet. Ein Laser bei 398.9 nm regt Ytterbium-Atome auf das 28 MHz breite 1P_1 -Niveau (Abb.3.1(a)) an, von dem aus sie durch den 369.5 nm-Kühlaser ionisiert werden können. Darüber hinaus können mit dieser Methode selektiv Ytterbium-Isotope ionisiert werden, da die Resonanzen der Isotope beim 1S_0 - 1P_1 -Übergang um ca. 100 MHz aufgespalten sind. Dies ist wichtig für spätere Experimente, da sich zum Beispiel nur Ionen mit bestimmten Kerndrehimpulsen als Qubits eignen.

3.2 Verwendete Laser

Für alle drei Wellenlängen werden hier Diodenlaser verwendet. Halbleiterlaser werden an vielen Stellen in Industrie und Forschung eingesetzt, da sie für eine Vielzahl von Wellenlängen erhältlich sind. Darüber hinaus ist ihr Betrieb einfacher als bei optisch gepumpten Lasern, da die für den Laserprozess benötigte Besetzungsinversion direkt durch einen elektrischen Strom erzeugt werden kann. Das aktive Material dient dabei nicht nur als Lasermedium, sondern durch Reflexion am Übergang zur Luft auch als Resonator. Aufgrund der geringen Länge (0.5-2 mm) und Finesse ist das Emissionsspektrum jedoch sehr breit, weshalb Laserdioden für den direkten Einsatz in der Atomphysik ungeeignet sind. Die hier verwendeten Laser wurden daher als ECDL (external cavity diode laser) aufgebaut (siehe Abb.3.2). Der externe Resonator wird hierbei durch ein Reflexionsgitter im Abstand von einigen Zentimetern vor der Diode gebildet. Das Gitter ist in Littrow-Konfiguration aufgebaut, bei der die 1. Beugungsordnung in die Diode zurück reflektiert und die 0. Ordnung ausgekoppelt wird. Dieser Resonator ist deutlich länger als der Diodenresonator und hat daher eine entsprechend schmalere Halbwertsbreite. Außerdem erfolgt durch die Dispersion am Gitter über den Gitterwinkel eine spektrale Auflösung, wodurch ein Single-Mode-Betrieb der Diode erreicht werden kann. Bei einem ECDL sind Gitterwinkel und -abstand so gekoppelt, dass ein kontinuierliches Durchstimmen der Laserfrequenz möglich ist. Dies erfolgt für Grobeinstellungen über eine Mikrometerschraube und danach über einen Piezo-Aktor. Eine genauere Beschreibung ist in Referenz [24] zu finden.

Dieser Aufbau reduziert die Bandbreite des Laser auf einige 100 kHz, mechanische Schwingungen und Schwankungen im Strom beeinflussen die Wellenlänge des Laser jedoch noch so stark, dass eine aktive Stabilisierung über eine externe Frequenzreferenz notwendig ist.

3.3 Stabilisierung der Frequenz

Um einen atomaren Übergang mit einem Laser effizient treiben zu können, muss dessen Bandbreite schmaler sein als die des Übergangs. Im Falle der 398.9 nm-Linie beträgt die Linienbreite 28 MHz. Die Bandbreite eines ECDLs von ca. 100 kHz ist daher schon ausreichend, jedoch ist die Wellenlänge über die Mikrometerschraube der Gitterhalterung nicht fein genug einstellbar. Es wurde daher ein zusätzlicher hochstabiler optischer Resonator als Frequenzreferenz verwendet, dessen Länge über einen Piezo-Kristall einstellbar ist. Die Stabilisierung des Lasers auf den Resonator erfolgt über das Pound-Drever-Hall-Verfahren.

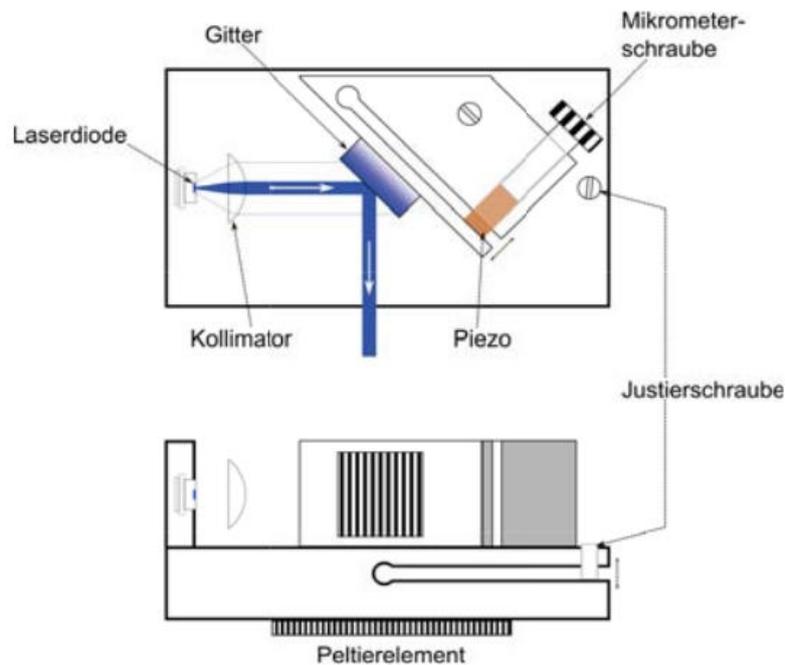


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau eines ECDLs. Der Strahl der Laserdiode wird durch eine Linse kollimiert und trifft auf ein Reflexionsgitter. Die erste Beugungsordnung wird in die Diode zurück reflektiert, wodurch Diode und Gitter einen optischen Resonator bilden. Über eine Piezo wird gleichzeitig der Gitterwinkel und -abstand verändert und so die Frequenz des Lasers eingestellt. Die Grafik wurde aus Referenz [8] entnommen.

3.3.1 Ein hochstabiler Resonator als Frequenzreferenz

Die verwendeten Resonatoren zur Frequenzstabilisierung wurden von Phillip Wieburg im Rahmen seiner Bachelorarbeit [8] entworfen und gebaut. Eine genaue Beschreibung und Charakterisierung kann dort nachgelesen werden, weshalb hier nur auf die zentralen Aspekte eingegangen wird. Der Aufbau besteht aus vier Resonatoren, deren Spiegel auf einen gemeinsamen Zerodur-Körper¹ geklebt sind (siehe Abb.3.3). Drei der Resonatoren sind für Wellenlängen im blauen bis ultraviolette Licht ausgelegt, einer für infrarotes. Pro Resonator ist ein Spiegel auf einen Ring-Piezo geklebt, sodass über die an den Piezo angelegte Spannung die Länge des Resonators verändert werden kann². Zur Entkopplung vom Luftdruck wurde der Resonatorkörper an Drähten in einer Vakuumkammer aufgehängt. Die Resonatoren haben eine Länge von 70 mm, woraus mit

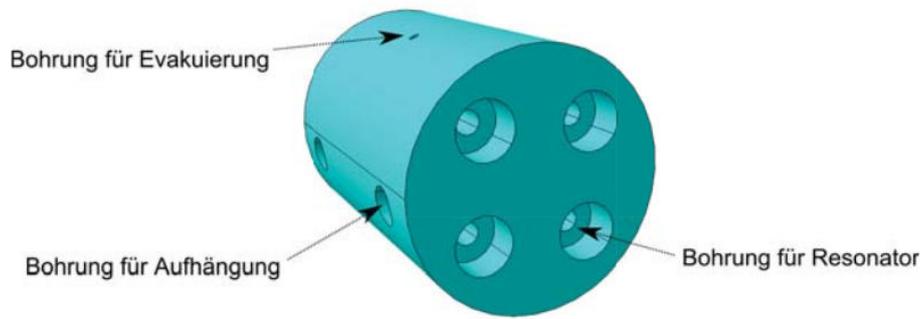


Abbildung 3.3: CAD-Zeichnung des Resonatorkörpers aus Zerodur. Um die Resonatorlängen einstellen zu können, ist jeweils ein Spiegel pro Resonator auf einen ringförmigen Piezo-Kristall geklebt. Die Grafik ist Referenz [8] entnommen.

$$\Delta_{FSR} = \frac{c}{2L} \quad (3.1)$$

ein freier Spektralbereich von 2.1 GHz folgt. Mit einer gemessenen Finesse von 450 bei 369 nm ergibt sich über

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta_{FSR}}{\Delta_\nu} \quad (3.2)$$

eine Linienbreite von $\nu = 4.7$ MHz. Die thermische Drift wurde von der Gruppe Sengstock in einer Langzeitmessung auf 144 kHz pro Stunde bestimmt. Mit einer entsprechend stabilen Spannungsquelle sollten daher nach einer Kalibrierung Messungen über mehrere Tage möglich sein.

Die Stabilisierung der Laser auf die Resonatoren erfolgt über die weit verbreitete Pound-Drever-Hall-Methode. Sie wird hier daher nur kurz skizziert.

¹Zerodur ist eine Glas-Keramik mit einem sehr kleinen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $\alpha_{L,Z} = 0.2 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$.

²Bei einer Wellenlänge von 398 nm beträgt die Verschiebung $136 \frac{\text{MHz}}{\text{V}}$

Das Pound-Drever-Hall-Verfahren

Die Pound-Drever-Hall-Methode, auch RF-Lock genannt, ist ein 1983 von R. W. P. Drever und J. L. Hall in der Veröffentlichung [22] vorgestelltes Verfahren zur Frequenzstabilisierung mithilfe eines optischen Resonators. Eine gut verständliche Beschreibung des Konzepts ist in der Veröffentlichung [12] von E. Black zu finden. Das Verfahren wird dazu verwendet, die reflektierte Leistung am Resonator zu minimieren³. Die Messung der reflektierten Leistung selbst reicht hierfür nicht aus, da das Signal bezüglich des Minimums symmetrisch ist. Es kann also nicht unterschieden werden, ob die Laserfrequenz zu hoch, oder zu niedrig ist. Es muss daher ein Signal erzeugt werden, das der Ableitung der reflektierten Leistung entspricht. Hierfür wird der Diodenstrom mit einer Radiofrequenz moduliert, was zu Seitenbändern im Frequenzspektrum des Lasers führt. Trifft der Strahl auf den vorderen Spiegel des Resonators, so wird ein Teil des Lichtes direkt reflektiert, der Rest durchläuft den Resonator. Dieser Anteil erfährt dabei einen Phasenschub proportional zur Resonatorlänge. Durch die konstruktive und destruktive Interferenz aus direkt reflektiertem und umlaufendem Licht wird dieser Phasenschub in eine Amplitudenmodulation umgewandelt. Dieses Signal wird von einer Photodiode gemessen und hat die gleiche Frequenz wie die ursprüngliche Modulation. Die Summe des Photodiodensignals und der ursprünglichen Modulation ergibt ein Signal proportional zum Phasenschub. Da dieses anti-symmetrisch um eine Resonanz von Laser und Resonator ist, eignet es sich als Fehlersignal zur Stabilisierung der Laserfrequenz. Der optische Aufbau zur Stabilisierung der drei Laser auf jeweils einen Resonator ist in Abbildung 3.4 zusehen. Um einen atomaren Übergang zu treiben, muss die Frequenz des Lasers nicht nur schmalbandig und stabil sein, sondern auch resonant zum entsprechenden Übergang. Es ist daher noch zusätzlich eine Frequenzreferenz nötig, anhand derer die Resonatorlänge kalibriert werden kann. Das beste uns zur Verfügung stehende Wellenlängenmessgerät⁴ besitzt eine absolute Genauigkeit von 500 MHz. Trotz dieser sehr hohen Präzision reicht es jedoch nicht für einen dauerhaft zuverlässigen Betrieb aus. Es wurde daher nur für die erste Justierung der Laser verwendet. Um sicher sein zu können, dass die Laser auf den richtigen Frequenzen laufen, wurde daher eine Spektroskopie von Ytterbium-Atomen und -Ionen aufgebaut.

3.4 Spektroskopie von Ytterbium

Die verwendete Spektroskopiemethode soll sowohl für den 398.9 nm-, als auch für den 369.5 nm-Laser geeignet sein. Eine klassische Dampfzelle zu verwenden ist nicht möglich, da in diesem Fall die Ionendichte zu gering wäre. Als Alternative wurde deshalb ein Galvatron⁵ (engl.: hollow cathode lamp) verwendet. Hierbei handelt es sich um einen mit

³äquivalent kann auch die transmittierte Leistung maximiert werden.

⁴Angstrom High Finesse WS500, Leihgabe der Gruppe Sengstock

⁵Laser Galvatron L2783-70NE-YB der Firma Hamamatsu

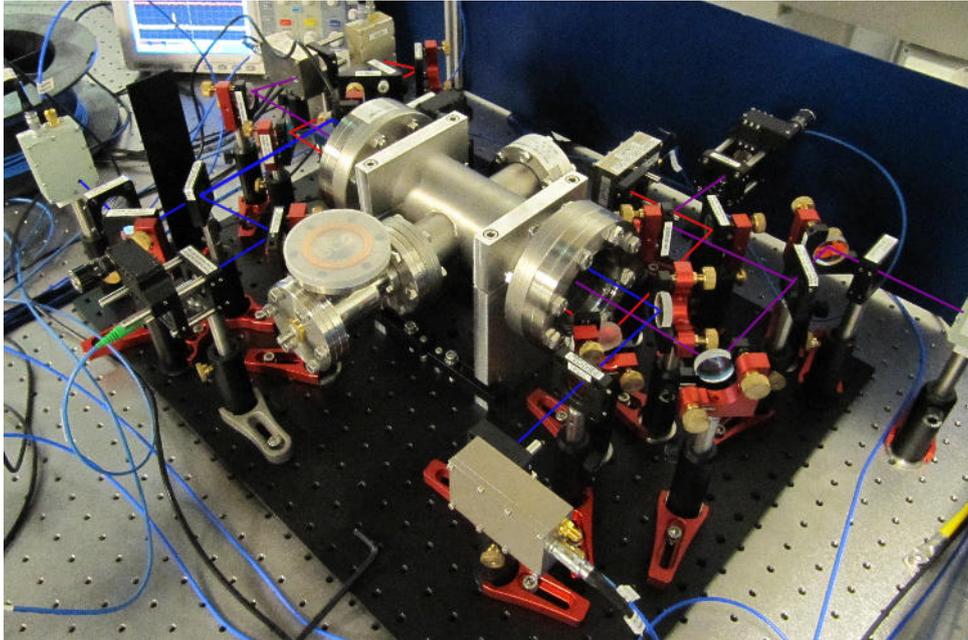


Abbildung 3.4: Optischer Aufbau des Pound-Drever-Hall-Verfahrens für die drei Laser. Die Resonatoren befinden sich in der Vakuumkammer. Die Strahlengänge der Laser sind in rot (935 nm), blau (398.9 nm) und violett (369.5 nm) eingezeichnet. Gemessen wird jeweils die reflektierte und transmittierte Leistung. Aus der Modulation der reflektierten Leistung wird das Fehlersignal erzeugt. Die Transmission dient der Überprüfung, ob die Stabilisierung erfolgreich ist.

einem Puffergas⁶ gefüllten Glaskörper, in dem sich zwei Elektroden befinden. Die Kathode ist mit dem zu untersuchenden Material beschichtet. Wird nun an die Elektroden eine Hochspannung angelegt, so kommt es zu einer Gasentladung des Puffergases. Die entstehenden Ionen schlagen dabei Material aus der Kathode. Von den dabei frei werdenen Atomen wird ein Teil auch ionisiert, wodurch sowohl neutrale Atome, als auch Ionen spektroskopiert werden können. Für den Übergang bei 935 nm ist diese Methode jedoch nicht geeignet, da selbst im Galvatron das $^2D_{3/2}$ -Niveau nicht ausreichend besetzt ist. Die genaue Justierung dieser Laser wird daher an gefangenen Ionen unter Beobachtung der Kühleffizienz erfolgen.

Die Spektroskopie erfolgt über das sogenannte *dichroic atomic vapour laser lock* (abgekürzt DAVLL). Dabei handelt es sich um eine 1998 in Referenz [23] vorgestellte Methode der modulationsfreien Zeeman-Spektroskopie. Die folgende Beschreibung orientiert sich an dieser Veröffentlichung.

3.4.1 Konzept der DAVLL-Methode

Die DAVLL-Methode beruht auf dem Zeeman-Effekt, also der Verschiebung eines atomaren Niveaus durch ein magnetisches Feld. Die Stärke und Richtung der Verschiebung

⁶in unserem Fall Neon mit einem Druck von 6.7 mbar (5 Torr)

hängt dabei von der magnetischen Quantenzahl des Zustandes ab. Misst man die Absorp-

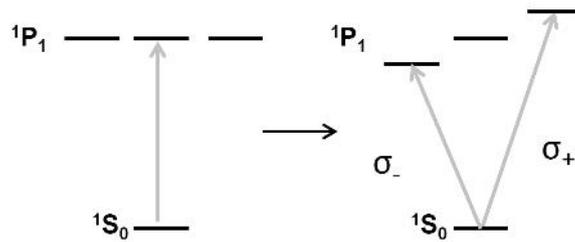


Abbildung 3.5: Gezeigt ist die Zeeman-Aufspaltung der magnetischen Zustände und die entsprechenden optischen Übergänge. Ohne externes Magnetfeld sind die Zustände des P-Niveaus entartet. Wird ein Magnetfeld angelegt, so spalten die Zustände mit $m = \pm 1$ proportional zur Feldstärke auf. Entsprechend werden die Übergangsfrequenzen für zirkular polarisiertes Licht verschoben.

tion eines Lasers durch ein atomares Gas ohne einwirkendes Magnetfeld, und fährt dessen Frequenz über die Resonanz zu einem Übergang, so erhält man das in Abbildung 3.6 a) gezeigte Doppler-verbreiterte Signal. Dies entspricht dem in Abbildung 3.5 links gezeigten Übergang. Wird nun ein homogenes Magnetfeld parallel zum Laserstrahl angelegt, so spalten die Zustände mit magnetischer Quantenzahl $m = \pm 1$ proportional zur Feldstärke auf (Abb.3.5 rechts). Ist der Laser zirkular polarisiert, so erhöht (σ^+ -Polarisation), bzw. verringert (σ^- -Polarisation) sich die Frequenz des Absorptionssignals (Abb.3.6 b) und c)). Die Differenz dieser beiden Profile ergibt ein antisymmetrisches Signal, dessen Nulldurchgang bei der Frequenz des ungestörten Übergangs liegt. Es eignet sich daher als Fehlersignal zur Stabilisierung des Lasers. Die erreichbare Linienbreite des Lasers im stabilisierten Zustand ist vergleichbar zur Dopplerfreien Sättigungsspektroskopie. Dies mag zuerst verwundern, da die Halbwertsbreite der Absorption bei dieser Methode deutlich schmäler (~ 20 MHz) ist, als die des DAVLL-Signales (~ 500 MHz). Dies wird jedoch durch die deutlich größere Signalamplitude des DAVLL kompensiert. Dadurch erhält man eine vergleichbare Steigung am Nulldurchgang mit einem deutlich größeren Stabilisierungsbereich von ~ 1 GHz.

3.4.2 Optischer Aufbau

Ein Schema des optischen Aufbaus ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Der eingehende Laserstrahl ist linear polarisiert, was einer Überlagerung aus gleichgroßen Anteilen von links- und rechts-zirkular polarisiertem Licht entspricht. Nach dem Durchlaufen des Galvatrons sollen die zirkularen Komponenten getrennt von einander gemessen werden. Dafür werden sie durch eine $\frac{\lambda}{4}$ -Wellenplatte in lineare Komponenten umgewandelt, welche dann mittels eines polarisierenden Strahlteilers aufgespalten werden. Die beiden Absorptionssignale werden mit Photodioden gemessen, deren Signaldifferenz dann das Fehlersignal ergibt.

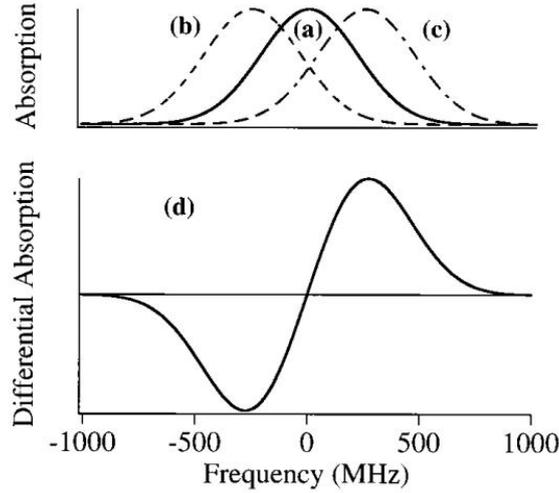


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des DAVLL-Signals, entnommen aus Referenz [23]. a) zeigt ein Dopplerverbreitertes Absorptionssignal ohne Magnetfeld. b) und c) zeigen den gleichen Übergang wie a), aber in einem 0.1 T-Magnetfeld und mit σ^+ -, bzw. σ^- -polarisiertem Licht. d) zeigt die Differenz aus b) und c), die das DAVLL-Signal ergibt.

Durch Drehen der $\frac{\lambda}{4}$ -Platte lässt sich außerdem der Nulldurchgang des Signals verschieben, da die zirkularen Anteile hierdurch unterschiedlich stark gewichtet werden. Dies ist eine einfache, aber dennoch stabile Methode, die eine Stabilisierung der Frequenz auch bis zu ca. 500 MHz neben der Resonanzfrequenz erlaubt. Im Unterschied zum elektrischen Verschieben des Signals ist sie unempfindlich gegenüber Spannungsschwankungen.

3.4.3 Stabilisierung des 398.9 nm-Lasers

Die Stabilisierung eines 398.9 nm-Diodenlasers auf ein Ytterbium-Galvatron wurde unter anderem schon in Referenz [16] beschrieben. Wir haben uns primär an dieser Veröffentlichung orientiert, da dort das gleiche Galvatron wie in unserem Aufbau verwendet wurde. Als erstes wurde die benötigte Magnetfeldstärke berechnet. Die Aufspaltung sollte in der Größenordnung der Doppler-verbreiterten Linie von ~ 1.5 GHz liegen, um ein maximales Signal zu erhalten. Die Zeeman-Aufspaltung für schwache Felder ergibt sich aus

$$\Delta E = -g_j \mu_B m B, \quad (3.3)$$

wobei μ_B das Bohr'sche Magneton und der Landé-Faktor $g_j = 1$ ist. Für das 1P_1 -Niveau mit der magnetischen Quantenzahl $m = \pm 1$ folgt daraus, dass ein Feld von ca. 100 mT benötigt wird. Wie auch in anderen Experimenten haben wir hierfür Permanentmagnete verwendet. Ein Elektromagnet hätte den Vorteil, dass man das B-Feld modulieren könnte, die Realisierung wäre aber technisch wesentlich aufwendiger. Für unseren Aufbau wurden

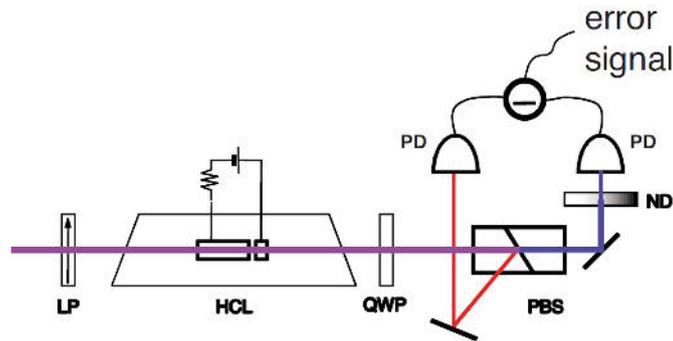


Abbildung 3.7: Skizze des optischen Aufbaus zur DAVLL-Methode aus Referenz [6] (Magnete nicht eingezeichnet). Das Licht wird vor dem Galvatron (eng. hollow cathode lamp, kurz HCL) linear polarisiert (LP). Die zirkularen Komponenten des Lichts werden danach durch eine $\frac{\lambda}{4}$ -Platte (QWP) in lineare umgewandelt und durch einen polarisierenden Strahlteiler (PBS) aufgespalten (roter und blauer Strahl). Beide Intensitäten werden durch Photodiode (PD) gemessen. Die Signalstärken lassen sich über einen optischen Filter (ND) anpassen.

Neodym-Magnete⁷ verwendet (zu sehen in Abb.3.20), da sie nur geringfügig teurer als Ferrit-Magnete sind, aber deutlich größere Feldstärken besitzen. Der erforderliche Abstand wurde mithilfe der auf www.magnete.de zur Verfügung stehenden Software berechnet.

Die Polarisation des Strahls wird vor dem Galvatron mit einem polarisierenden Strahlteiler bereinigt. Um den Winkel der $\frac{\lambda}{4}$ -Platte einzustellen, wurden die beiden Absorptionssignale bei einer großen Frequenzverstimmung des Lasers bezüglich des Übergangs betrachtet. Da sich dort beide Polarisationen gleich verhalten sollten, wurde die Wellenplatte so gedreht, dass das Differenzsignal konstant ist. Ein etwaiger Offset wurde über eine $\frac{\lambda}{2}$ -Platte mit Strahlteiler vor einer der beiden Photodioden ausgeglichen.

3.4.4 Messung des DAVLL-Signals

Der Laser wurde mithilfe eines Wellenlängenmessgerätes⁸ auf die theoretische Wellenlänge von 398.912 nm (Quelle NIST) eingestellt. Da dieser Wert nur auf 2 GHz genau war, wurde der Diodenstrom des Laser leicht verändert, bis auf den Photodioden ein Absorptionssignal bei aktivem Galvatron gemessen wurde. Hierbei fiel als erstes auf, dass die Absorption stark gesättigt war (siehe Abb.3.8 unten rechts), was auf einen zu hohen Entladestrom schließen lässt. Zuerst wurde versucht, dies über die Spannungsversorgung des Hochspannungsgenerators⁹ zu regulieren. Dies stellte sich aber schnell als zu instabil heraus. So führte schon ein Unterschied von 0.3 V von einem minimalen Signal zu einer gesättigten Absorption, dargestellt in Abbildung 3.8. Es wurde daher beschlossen, den HV-Generator bei seiner vorgesehenen Spannung von 12 V zu betreiben und den Entladestrom über eine

⁷Quadmagnet 30 x 30 x 15 mm, Magnetisierung N45

⁸Angstrom High Finesse Laser Spectrum Analyser

⁹Emco HC2012R

entsprechende Justierschraube anzupassen. Als nächstes wurde die Breite der Absorpti-

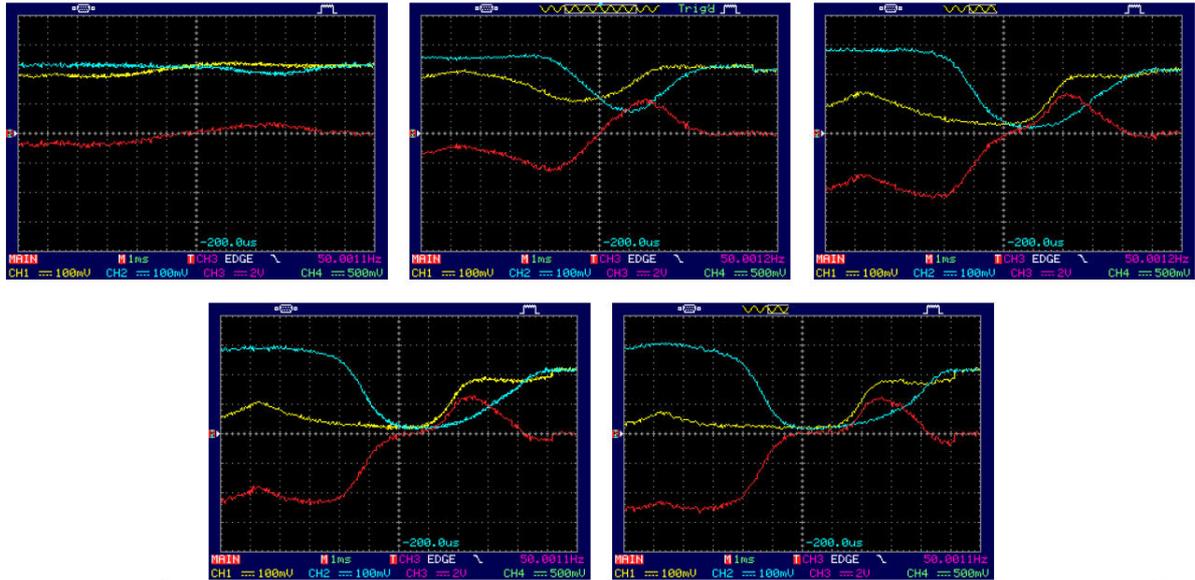


Abbildung 3.8: Absorptionssignale der beiden zirkularen Polarisationen (gelb und blau) und deren Differenz (rot). Die Versorgungsspannung des HV-Generators wurde in 0.2 V-Schritten von 5.7 bis 6.5 V erhöht. Ab 6.1 V ist eine Sättigung der Absorption zu sehen.

onlinien und die Zeeman-Aufspaltung vermessen. Das Transmissionssignal des Resonators diente hierbei als Frequenzreferenz (siehe Abb.3.9). Die Halbwertsbreite in beiden Polarisationen beträgt 1.9 GHz, wobei es sich um eine Überlagerung aus verbreiterten Linien der sieben stabilen Ytterbium-Isotope handelt (siehe Abb.3.10). Analog zu Referenz [16] wurde daher eine Linienbreite pro Isotop von ~ 1.1 GHz gefolgert. Mit der verwendeten Galvatron-Elektronik ist es leider nicht möglich, die angelegte Hochspannung und den Entladestrom zu messen. Hierüber könnte sonst die Gastemperatur im Galvatron bestimmt werden, woraus sich die Dopplerverbreiterung berechnen ließe. Aus der Aufspaltung der beiden Linien um 1 GHz folgt mit Gl.(3.3) ein magnetisches Feld von 65 mT, was deutlich schwächer als die vorher berechneten 100 mT ist. Dieser Effekt war aber erwartet und wurde unter anderem in den Veröffentlichungen [6] und [16] beschrieben. Es wird vermutet, dass sowohl das Plasma, als auch die Elektroden einen abschirmenden Effekt haben. Dies stellt aber keine große Beeinträchtigung dar, da die Aufspaltung offensichtlich noch groß genug ist. Es wirkt sich sogar positiv auf die Steigung des Fehlersignals am Nulldurchgang aus.

Aus Linienbreite und Aufspaltung folgt eine Steigung im Nulldurchgang von 3 GHz/V. Prinzipiell ist damit die Frequenzstabilisierung des Lasers direkt über das DAVLL-Signal möglich, wie auch schon in Referenz [16] gezeigt wurde. Wir haben uns jedoch aus den folgenden Gründen dazu entschieden, das Galvatron nur als Wellenlängenreferenz für den Resonator zu verwenden:

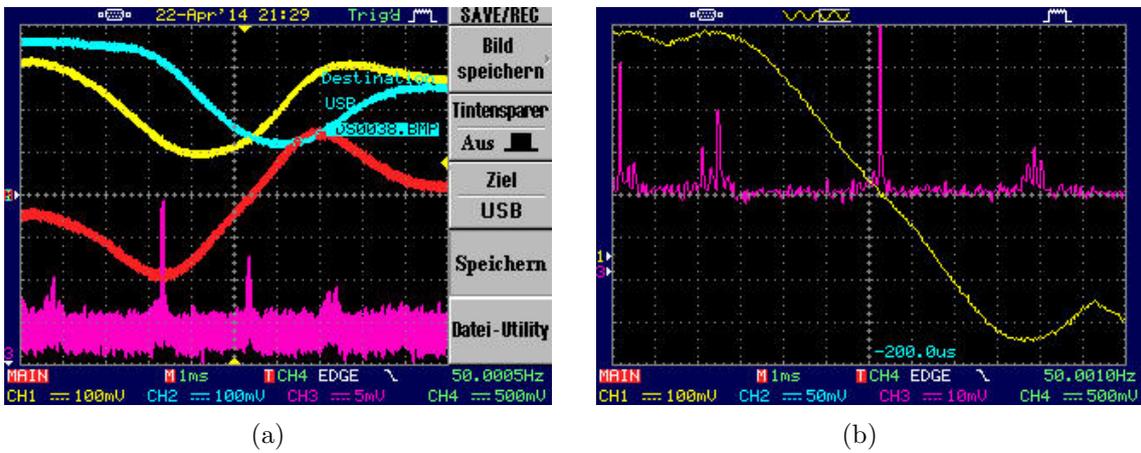


Abbildung 3.9: a) Absorptionssignale der beiden zirkularen Polarisierungen (gelb und blau) und deren Differenz (rot). Als Frequenzreferenz wird das Transmissionssignal des Resonators (pink) verwendet. b) Detailansicht zur Bestimmung der Steigung am Nulldurchgang.

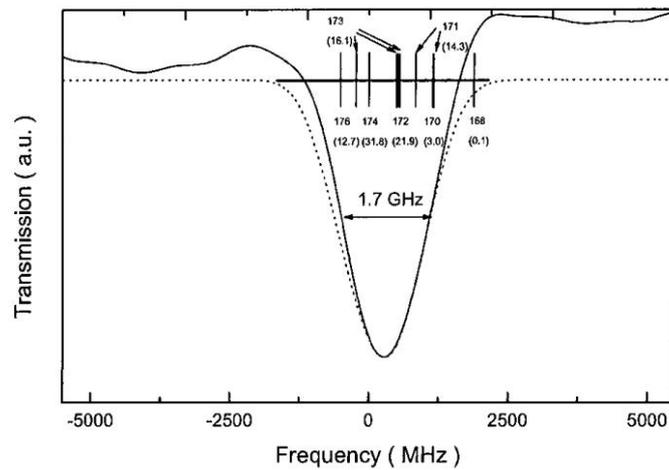


Abbildung 3.10: Da Ytterbium als Mischung aus sieben Isotopen vorliegt, ist das Absorptionssignal eine Überlagerung aus Dopplerverbreiterten Linien. Die Grafik wurde aus Referenz [16] adaptiert.

- Die Stabilität und Bandbreite des Fehlersignals sind im Gegensatz zum Resonator nicht bekannt.
- Durch die Verwendung des Galvatrons als Referenz wird die Gasentladung nur während der Justierung des Resonators benötigt. Sie kann danach wieder ausgeschaltet werden, wodurch wesentlich weniger Kathodenmaterial verbraucht wird.
- Da die Ionendichte im Galvatron recht gering ist, muss der Dampfdruck zur Spektroskopie des 369.5 nm-Übergangs deutlich erhöht werden. Bei diesem Druck ist die 398.9 nm-Linie jedoch schon stark gesättigt. Die beiden Laser können daher nicht gleichzeitig auf das Galvatron stabilisiert werden.

3.5 Aufbau des Lasersystems

Das Lasersystem teilt sich wie bei viele Experimenten in zwei Hauptbereiche auf. Die Erzeugung und Stabilisierung des benötigten Laserlichtes erfolgt auf einem separaten Tisch und ist in Abbildung 3.11 schematisch dargestellt. Dort werden die Strahlen in optische Fasern eingekoppelt und so zum Experiment transportiert.

Damit sich die DAVLL-Signale der beiden UV-Laser nicht überlagern, durchlaufen die Strahlen das Galvatron in entgegengesetzten Richtungen. Das die Strahlen dabei möglicherweise in den jeweils anderen Laser eingekoppelt werden ist unerheblich, da die Wellenlängen für eine gegenseitige Beeinflussung zu weit auseinander liegen.

3.5.1 Strahlführung am Experiment

Aus den Aufgaben der Laser ergibt sich der jeweils benötigte relative Winkel zur Paul-Falle. So muss der Anregungslaser in einem rechten Winkel auf den Atomstrahl des Ofens treffen, um eine Dopplerverschiebung zu vermeiden. Aus

$$\Delta\omega = -\vec{k} \cdot \vec{v} = -\frac{2\pi}{\lambda} v \cos(\alpha) = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{3k_B T}{m}} \cos(\alpha) \quad (3.4)$$

folgt, dass für ^{174}Yb bei einer Temperatur von 900 K der Strahl genauer als 2° justiert sein muss, damit die auftretende Frequenzverschiebung bei 398.9 nm kleiner als die Linienbreite von 28 MHz ist. Zur Dopplerkühlung ist im Gegensatz zur magneto-optischen Falle nur ein Laserstrahl notwendig, da die Ionen über die RF-Falle gefangen sind. Der rotverstimmte Kühllaser muss allerdings schräg zu allen Fallenachsen eingestrahlt werden, damit alle Schwingungsmoden gekühlt werden. Während die Ionen auf den Laserstrahl zu fliegen, ist die Verstimmung erniedrigt und die Streurrate im Gegensatz zur Rückbewegung deutlich erhöht. Dadurch ergibt sich eine effektiv kühlende Kraft. Die über das Dopplermittel begrenzte erreichbare Temperatur liegt bei 67 mK. Der Rückpumplaser wird ebenfalls

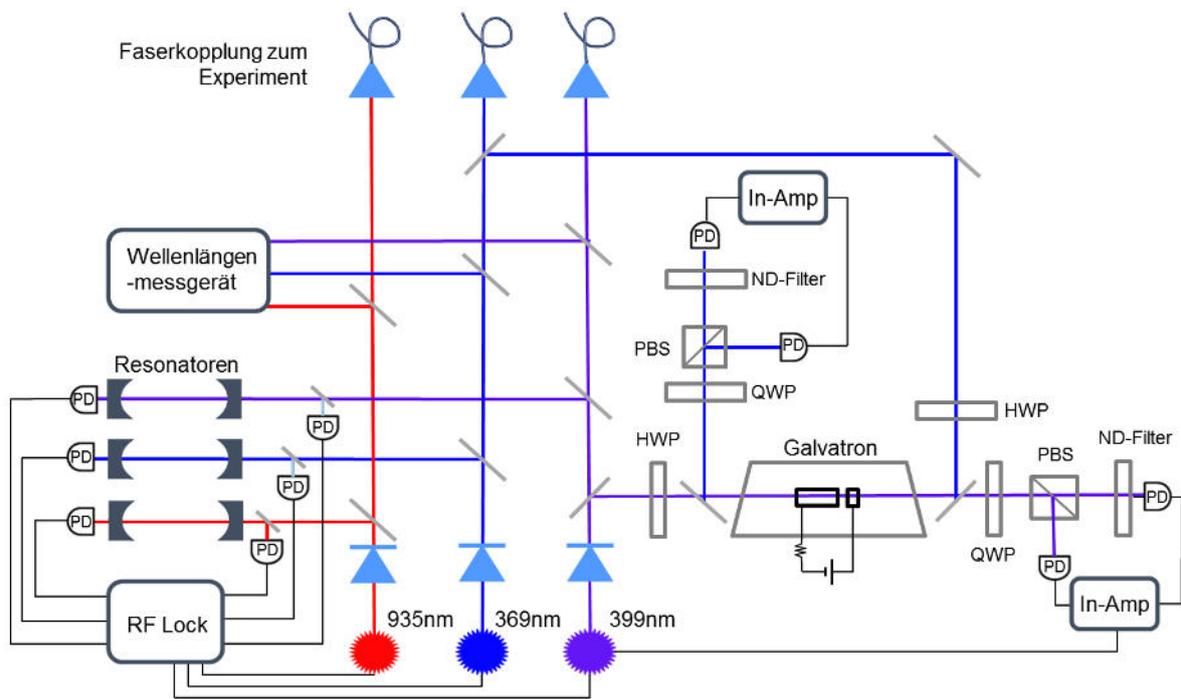


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung des Lasersystems. Alle Laser werden erst anhand eines Wellenlängenmessgerätes justiert und dann über das Pound-Drever-Hall-Verfahren (RF-Lock) auf hochstabile Resonatoren stabilisiert. Als Referenz für die Resonatoren des 398.9 nm- und 369.5 nm-Lasers dient die Spektroskopie von Ytterbium-Atomen und -Ionen in einem Galvatron.

nur aus einer Richtung benötigt, da die Ionen auch im Dunkelzustand noch elektrisch gefangen bleiben. Eine Leistung des Lasers von einigen Milliwatt garantiert dabei die Sättigung des Übergangs und eine schnelle Rückführung der Ionen über spontanen Zerfall in den Kühlkreislauf.

Die aus diesen Bedingungen resultierende Anordnung der Strahlen relativ zur Falle ist schematisch in Abbildung 3.12 dargestellt. Der entsprechende optische Aufbau ist in Abbildung 3.13 zu sehen. Es werden streng genommen drei Strahlen des 398.9 nm-Laser benötigt, da an der Ionenfalle drei Öfen mit unterschiedlichen Winkeln zur Falle verbaut sind. Da aber immer nur ein Ofen aktiv ist, ist in Abbildung 3.12 stellvertretend nur der Strahl für den Ofen an der Unterseite des Kupferhalters eingezeichnet.

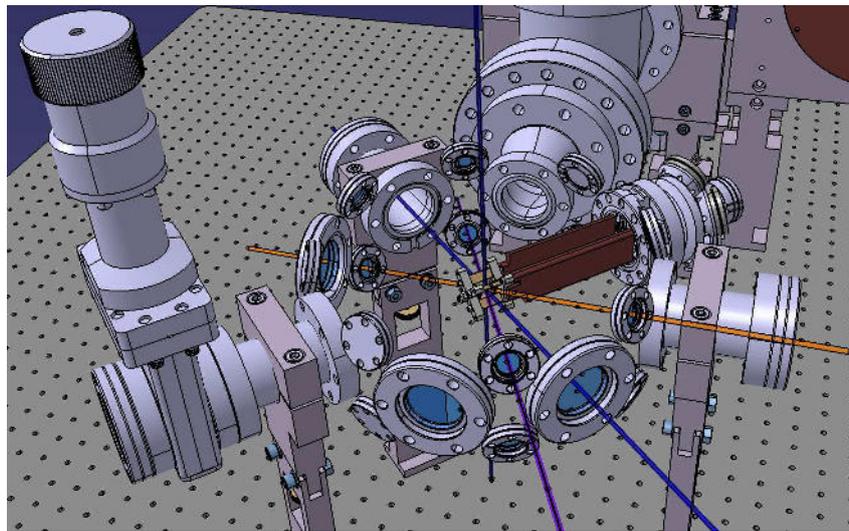


Abbildung 3.12: 3D-Zeichnung des bisherigen Aufbaus mit eingezeichneten Laserstrahlen. Die Vakuumkammer wurde hierbei ausgeblendet. Der Anregungslaser (blau) trifft in einem rechten Winkel auf den Atomstrahl des Ytterbium-Ofens, um Doppler-Verschiebungen zu minimieren. Der Kühlaser (violett) muss schräg zu allen Fallenachsen einfallen, um so alle Schwingungsachsen gleichzeitig kühlen zu können. Gleiches gilt für den Rückpumpplaser (orange), damit Ionen in allen Schwingungsmoden wieder dem Kühlkreislauf zugeführt werden. In schwarz ist der Strahlengang einer potenziellen Dipolfalle eingezeichnet. Die Grafik wurde Referenz [9] entnommen.

3.6 Ein gekühlter ECDL für 369.5 nm

Der erste Aufbau des 369 nm-Lasers konnte nur für wenige Stunden unterhalb von 0°C betrieben werden, da sonst Kondensation auf dem Reflexionsgitter einsetzte. Auch ein weiteres Abdichten des Gehäuses mit Silikon zeigte keine Verbesserung. Es wurde daher von P. Wieburg ein neues, speziell für stark gekühlte Dioden geeignetes Gehäuse entworfen, beschrieben in seiner Masterarbeit [9]. Es folgt hier nun die Beschreibung des Aufbaus und die Charakterisierung des Lasers.

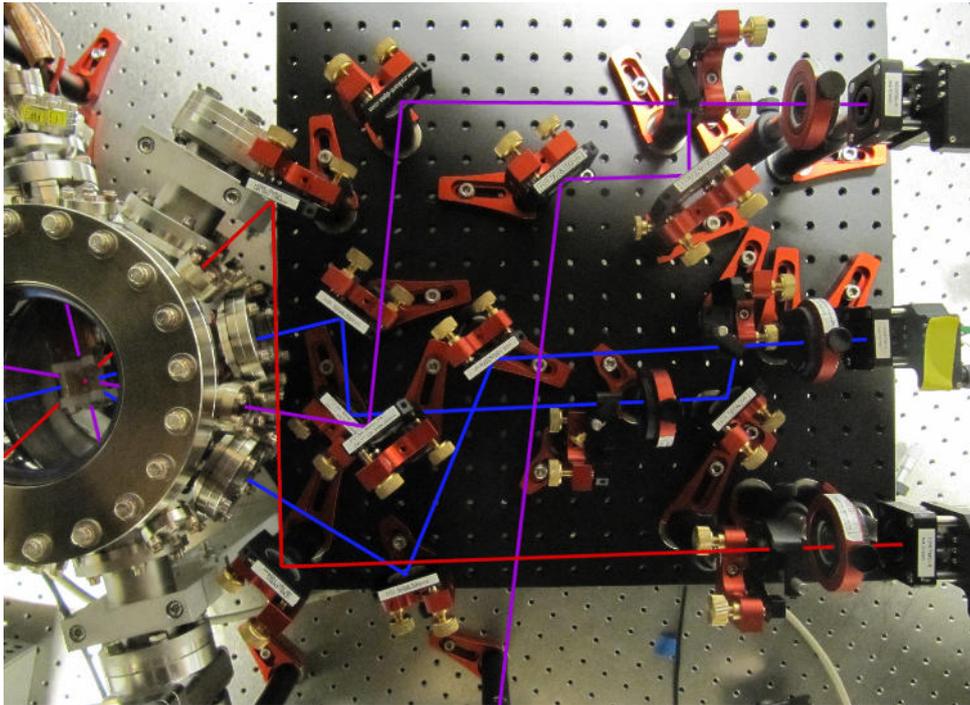


Abbildung 3.13: Zu sehen ist der optische Aufbau an der Vakuumkammer. Anregungslaser (blau), Kühllaser (violett) und Rückpumplaser (rot) werden aus optischen Fasern ausgekoppelt und entsprechend Abbildung 3.12 über Spiegel auf die Falle ausgerichtet. Der Anregungslaser ist in zwei Strahlengänge aufgespalten, um Atome aus zwei der drei Öfen anregen zu können. Ein zweiter Strahl des Kühllaser dient der späteren Minimierung der Mikrobewegung.

3.6.1 Design des Gehäuses

Die Hauptkriterien des Designs waren eine Abdichtung gegen Luftfeuchtigkeit und ein effizienteres Kühlen der Laserdiode. Um das Gehäuse möglichst dicht zu gestalten, wurden alle Elemente aus Aluminium gefertigt, und unter Verwendung von speziell angefertigten Gummidichtungen miteinander verschraubt. Eine Aufnahme des geöffneten Lasers und ein Querschnitt der Computerzeichnung sind in Abbildung 3.14 und 3.15 zu sehen. Das

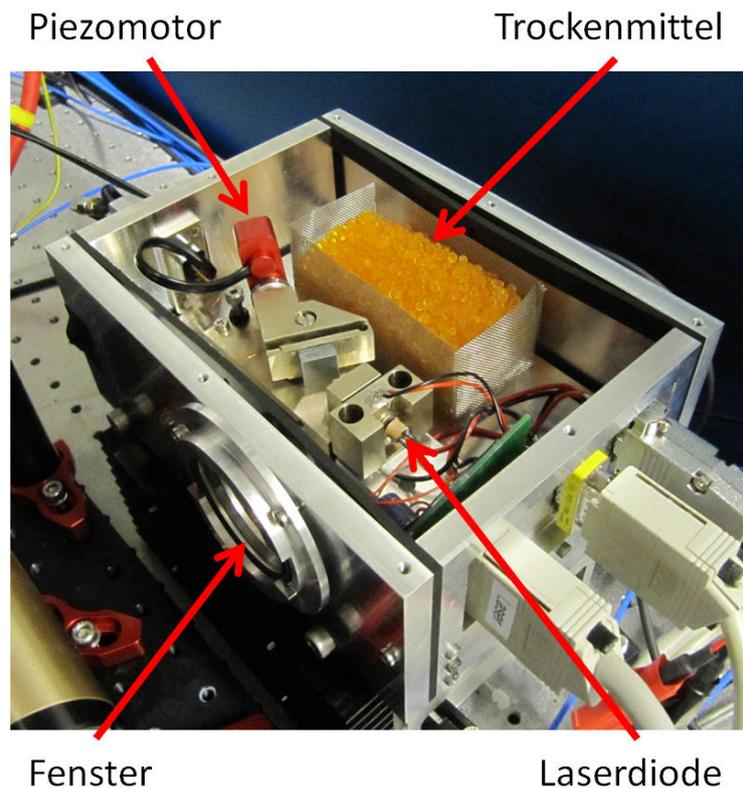


Abbildung 3.14: Blick in das geöffnete Lasergehäuse von oben. Um eine mechanische Durchführung zu vermeiden, wird der Gitterwinkel mit einem Piezoschrittmotor eingestellt. Das Trockenmittel im Gehäuse senkt den Taupunkt auf unter -20°C und unterdrückt so die Kondensation von Wasser. Alle elektrischen Verbindungen erfolgen über abgedichtete 9-polige D-Sub-Buchsen.

Gehäuse wurde so dimensioniert, dass ein ausreichende Menge Trockenmittel¹⁰ untergebracht werden konnte, zu sehen im Drahtkorb in Abbildung 3.14. Die Luftfeuchtigkeit sollte dadurch deutlich unter 5% liegen, was einem Taupunkt von unter -20°C entspricht [17]. Im ursprünglichen Gehäuse wurde der Gitterwinkel über eine Mikrometerschraube mit einem Inbusschlüssel eingestellt. Um im neuen Aufbau die hierfür notwendige Durchführung zu vermeiden, wurde Anstelle der Schraube ein Piezo-Schrittmotor verwendet¹¹. Die elektrische Verbindung erfolgt über eine abgedichtete 9-polige D-Sub-Buchse, zu sehen in Abbildung 3.14. Ein weiteres Problem des ursprünglichen Designs war, das Diode und

¹⁰SilicaGel Orange 2-5 mm der Firma Roth

¹¹New Focus Picomotor Modell 8321

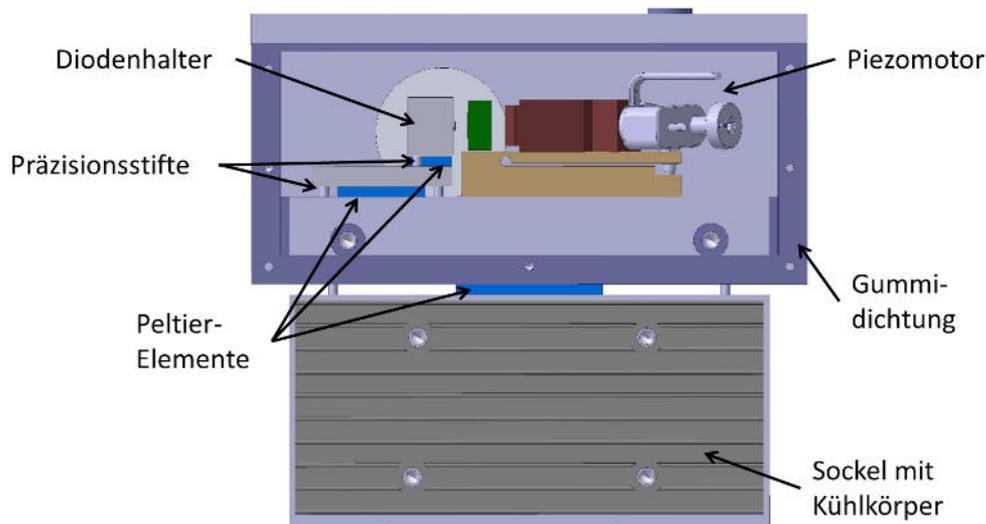


Abbildung 3.15: Seitenansicht des neuen Laseraufbaus. Durch die Trennung der Laserdiode vom L-Block des Gitterhalters wird der zu kühlende Bereich deutlich reduziert. Die Kühlung erfolgt primär über ein Peltier-Element direkt unter der Diode. Zwei weitere dienen der Wärmeabfuhr. Die Grafik wurde aus Referenz [9] adaptiert.

Tabelle 3.1: Daten der verwendeten Peltier-Elemente.

Peltier-Element	Oberfläche [mm ²]	P _{max} [W]	U _{typ} [V]	I _{max} [A]
QC-17-1.4-8.5MS	15x15	9.5	2.1	8.5
QC-127-1.0-3.9M	30x30	34.5	15.5	3.9
QC-127-2.0-15.0M	50x50	110	15.5	15

Gitter auf einem gemeinsamen Neusilberblock befestigt sind (vgl. Abb.3.2). Dieser Aufbau ist zwar einfacher in seiner Justierung und bietet eine hohe mechanische Stabilität zwischen Diode und Gitter, er eignet sich jedoch nur für geringe Temperaturunterschiede zwischen Umgebung und Diode. So wird zum Beispiel durch das Peltier-Element eine unnötig große Menge an Material gekühlt. Dies führt auch zu einer vermehrten Kondensation. Im neuen Aufbau wurden daher Diode und L-Block getrennt. Um die mechanische Stabilität zu erhalten, werden Präzisionsstiften verwendet. Diese verbinden über entsprechende Bohrungen die Diodenhalterung und den L-Block mit der Bodenplatte.

Es wurde außerdem die Kühlung des Lasers überarbeitet. So befindet sich nun ein zusätzliches Peltier-Element direkt unter der Diode (siehe Abb.3.15). Dadurch wird der gekühlte Bereich des Lasers auf das Notwendige, nämlich die Diode, reduziert. Zwei weitere Peltier-Elemente dienen lediglich dazu, die Wärme aus dem Gehäuse an den Sockel zu liefern, von dem aus sie an die Luft und den Tisch abgegeben wird. Die Daten der verwendeten Peltier-Elemente sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Im Gehäuse wurde kein Hygrometer zur Kontrolle der Luftfeuchtigkeit verbaut. Eine auftretende Kondensation sollte sich aber

durch eine sinkende Laserleistung und ein Verschwimmen des Strahlprofils bemerkbar machen. Da dies in den ersten zwei Wochen nach Kühlen des Lasers auf -8°C nicht auftrat, wurde davon ausgegangen, dass die Luftfeuchtigkeit gering genug ist. Nach zwei Monaten wurde zur Kontrolle das Gehäuse geöffnet. Das Trockenmittel zeigte zu diesem Zeitpunkt noch keinerlei Farbverlust, was auf eine sehr wirksame Abdichtung schließen lässt (zu sehen in Abb.3.14).

3.6.2 Charakterisierung des Lasers

Sowohl Gitter als auch Linse entsprechen dem ursprünglichen Aufbau aus Referenz [10]. Die dort verwendete Laserdiode wurde jedoch leider beschädigt und musste daher ausgetauscht werden. Die neue Laserdiode¹² hat eine leicht höhere freilaufende Wellenlänge bei Raumtemperatur von 371 nm. Da selbst baugleiche Dioden in ihren Eigenschaften schwanken, wurde die Temperaturabhängigkeit der emittierten Wellenlänge erneut gemessen, zu sehen in Abbildung 3.16. Die Messung erfolgte bei einem Diodenstrom von

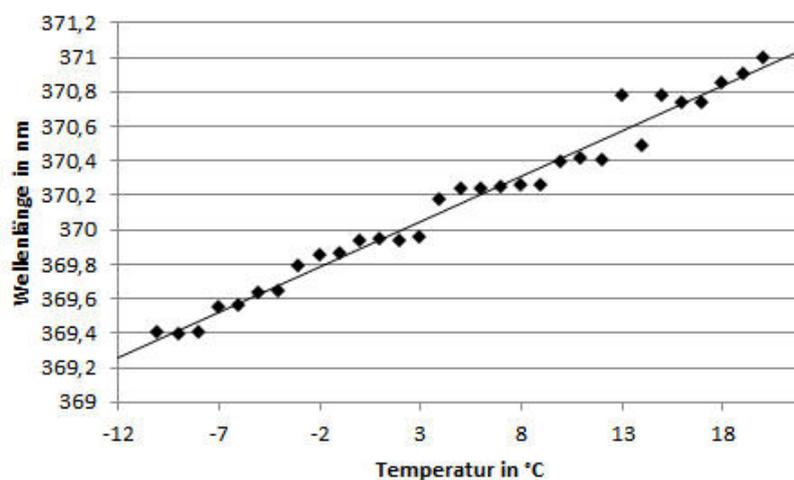


Abbildung 3.16: Temperaturabhängigkeit der emittierten Wellenlänge der Laserdiode, gemessen bei einem Diodenstrom von 52 mA. Im Bereich von -1°C bis 9°C ist deutlich der Übergang zwischen zwei Gittermoden zu sehen.

52 mA über den Bereich von 20°C bis -10°C . Aus der Steigung der Regressionsgeraden folgt eine Temperatur-Wellenlängen-Beziehung von $\frac{d\lambda}{dT} = 0.52 \frac{\text{nm}}{10\text{K}}$. Darüber hinaus kann die Frequenzstabilisierung durch die Gitterrückkopplung beobachtet werden. So ist die Wellenlänge im Bereich von 0°C bis 3°C annähernd konstant. Der deutlich Sprung der Wellenlänge bei 3°C - 4°C , gefolgt von einem weiteren Plateau von 4°C - 9°C deutet darauf hin, dass in der Laserdiode nun eine andere Mode des Gitters verstärkt wird.

Als nächstes wurde die Temperaturabhängigkeit der Laserschwelle untersucht. Hierfür wurde bei drei Temperaturen die Ausgangsleistung in Abhängigkeit des Diodenstroms ge-

¹²ebenfalls vom Typ NDU1113E der Firma Nichia Chemical Industries Ltd.

messen, zu sehen in Abbildung 3.17. Der plötzlich einsetzende lineare Anstieg der Leistung

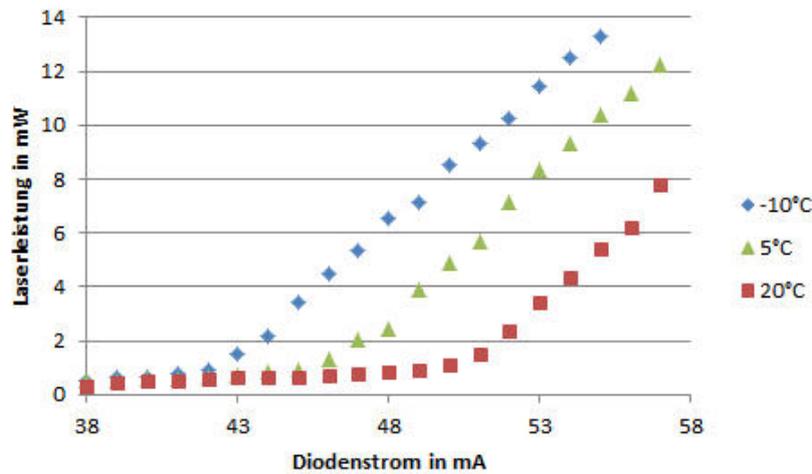


Abbildung 3.17: Emittierte Leistung der Diode in Abhängigkeit des Diodenstroms bei verschiedenen Temperaturen. Aus dem Beginn des linearen Anstiegs der Leistung wird die Laserschwelle bestimmt.

markiert dabei den Beginn des Laserprozesses. Die aus Abb.3.17 abgelesenen Schwellenwerte sind in Abbildung 3.18 als Datenpunkte aufgetragen. Für die Beziehung zwischen Laserschwelle und Temperatur gilt das empirisch gefundene Gesetz $I_{th} \propto \exp(T/T_0)$, wobei T_0 eine charakteristische Temperatur des Lasermediums darstellt [31]. Mit $I_{th1}/I_{th2} = \exp(\Delta T/T_0)$ lässt sich T_0 bestimmen. Die in Abbildung 3.18 eingezeichnete Fitfunktion entspricht einer charakteristischen Temperatur von $T_0 = 185\text{ K}$. Analog zur Beziehung zwischen Laserschwelle und Temperatur folgt, dass mit sinkender Temperatur bei gleichem Strom die Ausgangsleistung steigt. Dies wurde ebenfalls gemessen und ist für einen Diodenstrom von 49 mA in Abbildung 3.19 dargestellt. Der Grund hierfür liegt in der geringeren Anzahl nichtstrahlender Zerfälle im Lasermedium mit sinkender Temperatur. Dadurch erhöht sich die effektive Inversion, weshalb die Laserschwelle sinkt, bzw. bei gleichem Strom die Ausgangsleistung steigt.

3.6.3 Stabilisierung auf den Resonator

Aus den Diagrammen 3.16 und 3.18 folgt, dass der Laser bei einer Temperatur von -7.2°C und einem Strom von leicht über 42 mA betrieben werden sollte. Man möchte möglichst nah an der Laserschwelle bleiben, da dort der größte modensprungfreie Bereich zu erwarten ist. Bei Messungen am Resonator zeigte sich, dass ein Fehlersignal jedoch erst bei einem Diodenstrom von 50 mA auftrat, was deutlich über der Laserschwelle von 42 mA liegt. Der Laser zeigt darüber hinaus einen bisher noch nicht verstandenen Effekt: Beim Durchstimmen des Gitters wiederholt sich das Signal im Abstand von 1 GHz. Dies wirkt wie ein zusätzlicher Resonator mit einer Länge von 15 cm. Der modensprungfreie Bereich ist dadurch ebenfalls auf 1 GHz beschränkt. Dieser Effekt trat erst im gekühlten Zustand

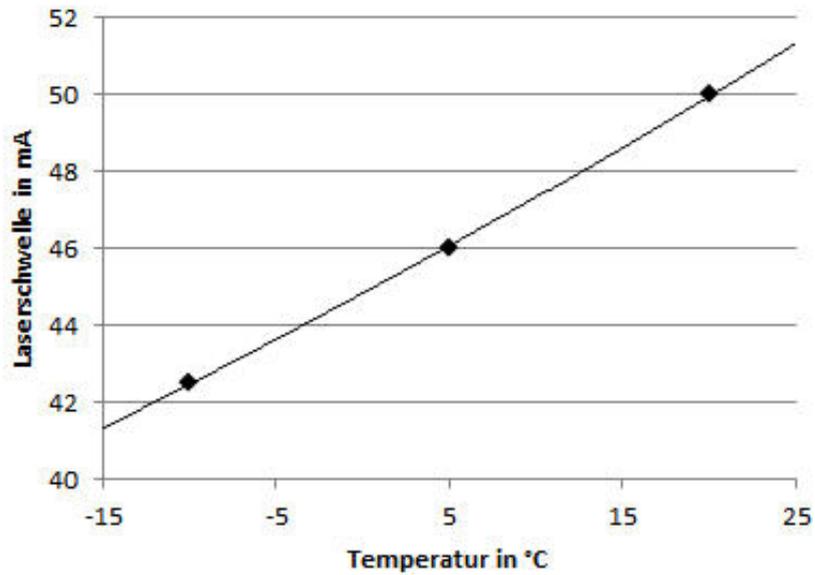


Abbildung 3.18: Die aus Abb.3.17 bestimmte Laserschwelle als Funktion der Temperatur. Aus der Proportionalität $I_{th} \propto \exp(T/T_0)$ folgt eine charakteristische Temperatur von $T_0 = 185$ K.

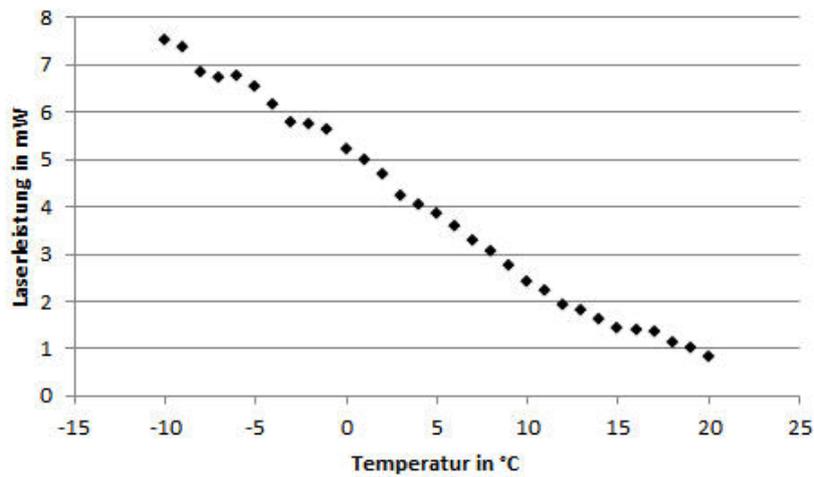


Abbildung 3.19: Ausgangsleistung der Diode in Abhängigkeit der Temperatur bei konstantem Strom von 49 mA. Die steigende Leistung mit abnehmender Temperatur folgt aus der Unterdrückung nichtstrahlender Zerfälle im Lasermedium.

auf. Zwar konnte der Laser mit diesem Signal auf den hochstabilen Resonator stabilisiert werden, für einen dauerhaften Betrieb ist ein größerer Bereich jedoch wünschenswert.

3.6.4 Spektroskopie von Yb^+

Die Spektroskopie von Ionen stellt eine Herausforderung dar, da Raumladungseffekte die Teilchendichte deutlich reduzieren. Das die Stabilisierung eines Diodenlaser über die DAVLL-Methode dennoch möglich ist, wurde in Referenz [6] gezeigt.

In unserem Aufbau soll das Galvatron für zwei Wellenlängen parallel verwendet werden. Der kombinierte optische Aufbau ist in der oberen Hälfte von Abbildung 3.20 zu sehen. Dies bedeutet jedoch, dass nicht beide Laser gleichzeitig über das Galvatron stabilisiert

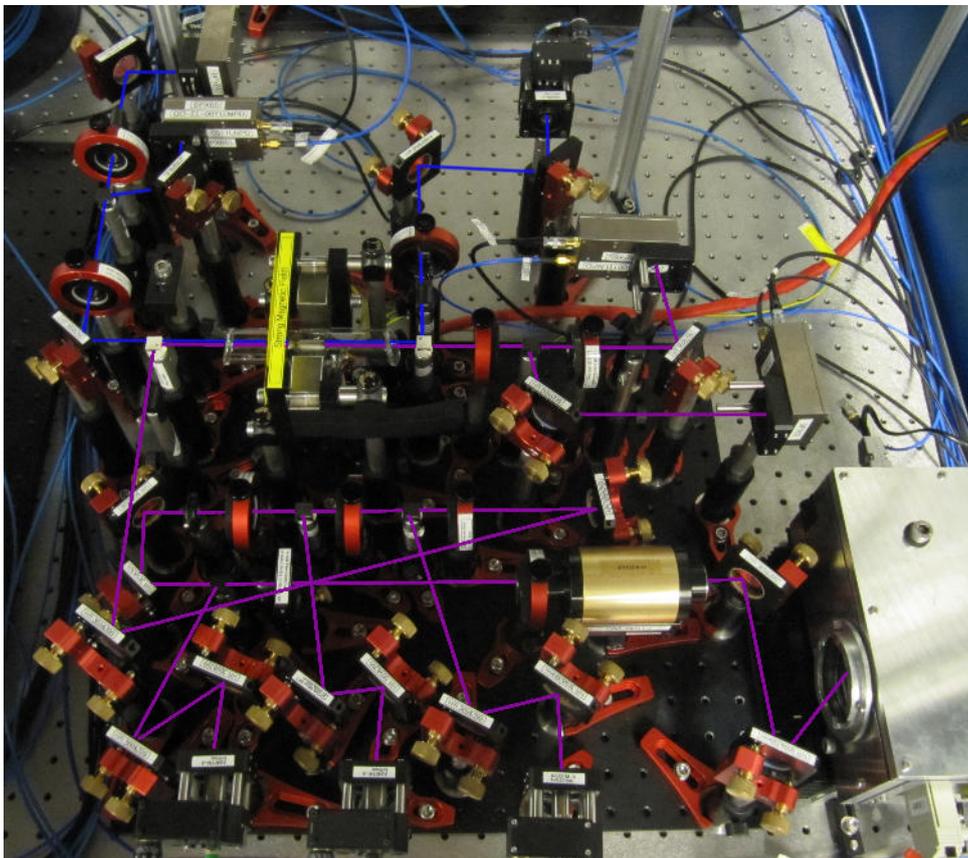
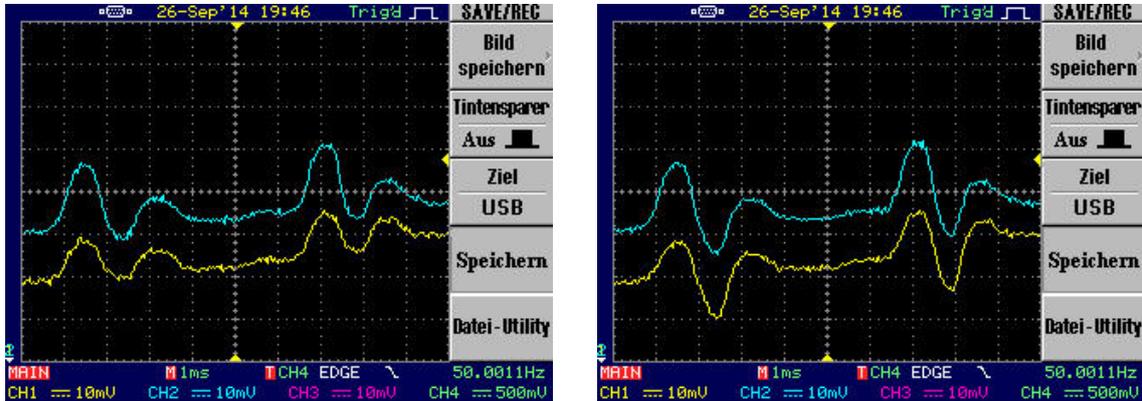


Abbildung 3.20: Aufbau des 369.5 nm-Lasers inklusive des von beiden Lasern verwendeten Galvatrons. Der 369.5 nm-Strahlengang ist in violett, der des 398.9 nm-Lasers in blau eingezeichnet.

werden können, da für beide Linien unterschiedliche Dampfdrücke benötigt werden. So wurde in Referenz [6] selbst bei maximalem Entladestrom nur eine Absorption von 6% gemessen. Trotz des oben erwähnten sehr kleinen modensprungfreien Bereiches konnte schon ein Absorptionssignal des Galvatrons aufgenommen werden. Die Intensitäten der beiden Polarisierungen sind in Abbildung 3.21 dargestellt. 3.21(a) zeigt dabei das Signal ohne, und 3.21(b) das Signal mit Gasentladung im Galvatron. Die Signale zeigen primär

Modensprünge, lassen jedoch eine zusätzliche Absorption im rechten Bild erkennen. Die Absorption liegt bei ca. 4%, was den Daten aus Referenz [6] entspricht. Sobald ein modensprungfreier Bereich von ca. 2 GHz gefunden wurde, ist daher auch für die 369.5 nm-Linie das DAVLL-Signal als Frequenzreferenz geeignet.



(a)

(b)

Abbildung 3.21: Erste Messung der Absorption im Galvatron bei 369.5 nm. Gezeigt sind die Intensitäten der beiden zirkularen Polarisierungen. a) zeigt eine Aufnahme ohne und b) eine mit aktiver Gasentladung im Galvatron. Die Signale sind durch Modensprünge dominiert, zeigen aber eindeutig eine zusätzliche Absorption in b).

Kapitel 4

Atomquelle

Einer der zentralen Aspekte beim Experimentieren mit gefangenen Ionen ist die Untersuchung einzelner Quantensysteme. Die Realisierung einer Atomquelle hierfür ist durchaus eine Herausforderung, da das typischerweise als Festkörper vorliegende Ausgangsmaterial mit einigen 10^{23} Atomen erhitzt werden muss, um freie Atome durch Verdampfung zu erzeugen. Nur einige wenige sollen dann durch lokale Ionisation in die Falle geladen werden. Oft wird durch den Verdampfungsprozess der Druck in der gesamten Vakuumkammer erhöht und die Lebensdauer der gefangenen Atome reduziert sich so durch Stöße mit dem Hintergrundgas.

Um diese Probleme so weit wie möglich zu umgehen, wurde hier ein gepulst betriebener, sehr kleiner Ofen verwendet. Hierdurch erhält man einen räumlich und zeitlich begrenzten Atomstrahl. Dieser Zugang reduziert die verdampfte Stoffmenge, zudem tritt diese nur in Richtung des Fallenzentrums aus und überschüssige Atome bleiben an der gegenüberliegenden Kammerwand haften. Aufgrund seiner kleinen Masse kühlt der Ofen zusätzlich schnell ab, sodass bald wieder ein Ultrahochvakuum erreicht werden kann. Dies ermöglicht Messungen an gefangenen Ionen über mehrere Minuten bis Stunden.

Der hier verwendete Ofen wurden von Phillip Wieburg im Rahmen seiner Masterarbeit konstruiert. Er ist sehr platzsparend und sollte es ermöglichen, aufgrund des guten Druckes die Ionen auch sehr lange in einer optischen Dipolfalle fangen zu können. Die zentrale Aufgabe in dieser Arbeit war die Inbetriebnahme. Dafür war es wichtig, ihn kurz und schnell erhitzen zu können. Zu diesem Zweck wurde eine Hochstromquelle entwickelt, die sich aus Batterien speist und eine Schalt- und Regelelektronik aufweist. Im Folgenden wird das Ofendesign, sowie die verwendete Elektronik und deren Charakterisierung beschrieben.

4.1 Design des Ytterbium-Ofens

Das Ofendesign von P. Wieburg (als Querschnitt in Abb. 4.1 zu sehen) wurde in Anlehnung an Konzepte in den Gruppen von C. Monroe [14] und M. Köhl [13] entworfen. Eine detailliertere Beschreibung des Aufbaus ist in seiner Masterarbeit zu finden und wird hier

kurz zusammengefasst.

Die Grundidee ist das Erhitzen eines dünnen Rohres, in dem sich ein Stück Ytterbium-Draht befindet. Hierdurch steigt der Dampfdruck im Rohr und eine kleine Menge gasförmiges Ytterbium tritt durch eine schmale Bohrung in der MACOR-Halterung als Atomstrahl aus. Der zentrale Teil des Ofens besteht aus einem 1,5 cm langen und 2 mm dicken

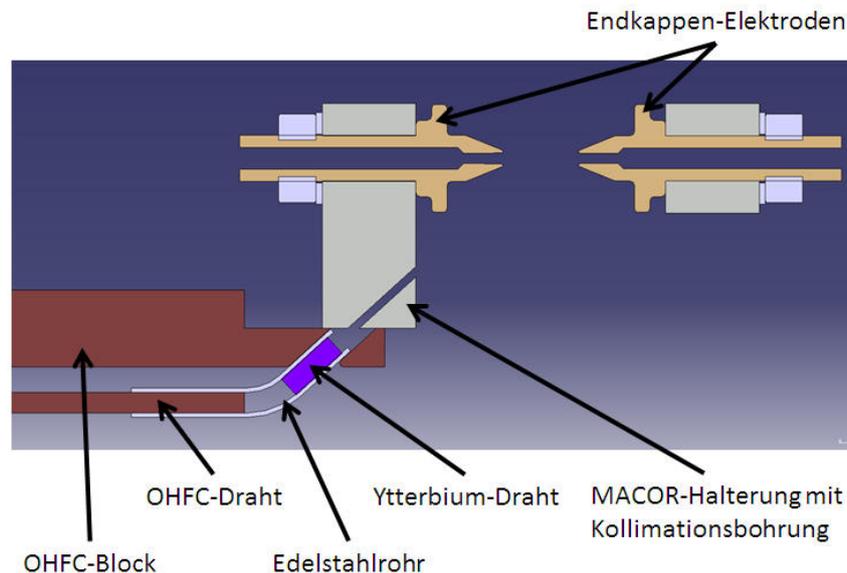


Abbildung 4.1: CAD-Zeichnung des Ofens. Ein Stück Ytterbium-Draht befindet sich in einem Edelstahlrohr. Dieses ist auf einer Seite mit einem Kupferdraht verpresst. Auf der anderen Seite endet es in der Kupferhalterung der Paul-Falle. Fließt ein Strom von Draht durch das Edelstahlrohr zum Kupferblock, so verdampft ein Teil des Ytterbiums. Die Bohrung in der MACOR-Halterung dient als Kollimator des austretenden Ytterbium-Gases und richtet den Atomstrahl auf das Fallenzentrum zwischen den Endkappen-Elektroden. Die Grafik wurde aus Referenz [9] adaptiert.

Edelstahlrohr (siehe Abb.4.1). Dieses ist an der einen Seite mit einem Kupferdraht verpresst und endet auf der anderen Seite in der Kupferhalterung der Paul-Falle. Von dort führt eine 5 mm lange und 0.5 mm breite Bohrung in der MACOR-Halterung als Kollimator in Richtung des Fallenzentrums. Hierdurch wird ein sehr kleiner Austrittsraumwinkel von 0.02 sr erreicht. Unter rechtwinkligem Einstrahlen des Anregungslasers ist es damit möglich, die verschiedenen Ytterbiumisotope, deren Resonanzen um ca. 100 MHz auseinander liegen, spektral zu trennen. Somit kann für spätere Experimente gezielt ein Isotop gefangen werden.

Das Ofenkonzept hat sich in anderen Gruppen als sehr zuverlässig und langlebig erwiesen. Es konnte jedoch nicht ausgeschlossen werden, dass das Ytterbium schneller verbraucht wird als geplant, oder andere Probleme auftreten. Es wurden daher drei identische Öfen im Kupferblock verbaut.

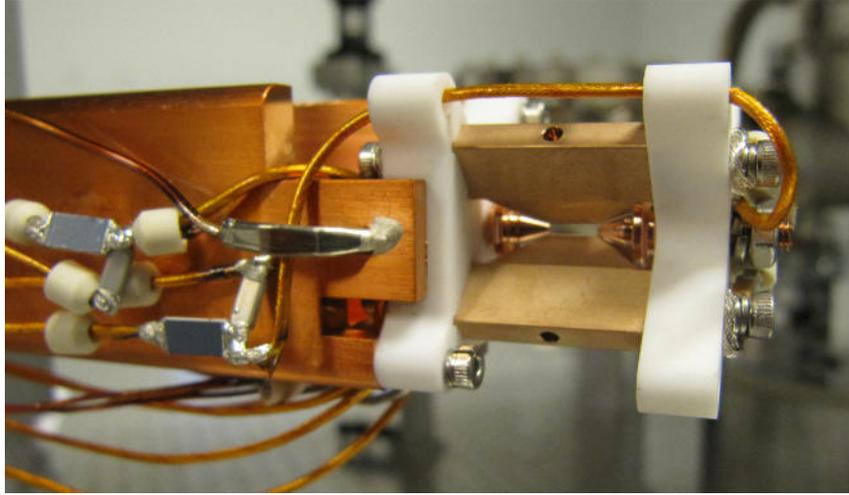


Abbildung 4.2: Aufnahme der Ionen-Falle und der Kupferhalterung. Im Bildzentrum sieht man das Edelstahlrohr des Ytterbium-Ofens. Als zusätzliche Fixierung wurde Vakuumkleber am Übergang zum Kupferblock verwendet. Ebenfalls zu sehen ist die Verkabelung der Endkappen-Elektroden über zwei Tiefpassfilter am linken Bildrand.

4.2 Hochstromquellen

Beim Experiment in Referenz [13] handelt es sich um die Kombination eines Ions mit einem Bose-Einstein-Kondensat (BEC). Als Stromquelle für den Ytterbium-Ofen konnte daher das bereits vorhandene Netzteil der MOT-Spulen verwendet werden. Für unseren Aufbau eigens ein solches Gerät zu kaufen, wäre jedoch unverhältnismäßig teuer, weshalb wir nach einer günstigeren Alternative gesucht haben.

Eine Möglichkeit wäre die Entladung von Kondensatoren. Aus den Angaben in Referenz [13] folgt jedoch, dass eine Ladungsmenge von ca. 10 C benötigt würde (100 A über eine Pulsdauer von 100 ms). Da aus Sicherheitsgründen die verwendete Spannung deutlich unter 50 V liegen sollte, wären hierfür Kapazitäten in der Größenordnung von 1 F nötig. Dieses Konzept ist daher in einfacher Form nicht realisierbar. Wir haben uns deshalb entschieden, Akkumulatoren zu verwenden. Diese sind leicht erhältlich und in der Lage, Entladeströme von mehreren hundert Ampère zu liefern.

4.2.1 Modellbaufahrtregler

Der erste Aufbau wurde von Alexander Eikhof entworfen und bestand aus einem Fahrtregler aus dem Modellbau (Modelcraft B4250) in Verbindung mit einer 7.2 V NiMH-Batterie. Fahrtregler basieren auf Leistungs-MOSFETs und dienen der Ansteuerung von Gleichstrommotoren. Zu diesem Zweck können sie schnell und stufenlos hohe Ströme regeln.

Bei Messungen an einem Testaufbau gab der Fahrtregler jedoch nur Pulse aus, wenn ein Widerstand $> 1 \Omega$ in Reihe zum Ofen geschaltet war. Dies begrenzte den möglichen Strom auf maximal 7 A, was deutlich unter den laut Datenblatt erreichbaren 200 A liegt. Es wurde

daher vermutet, dass die fehlende induktive Last des Ofens die integrierte Kurzschluss-Abschaltung auslöst. Diese konnte nicht ohne weiteres umgangen werden. Es wurde daher eine eigene Schaltung entworfen, die die Aufgabe des Fahrtreglers übernehmen sollte.

4.3 Entwurf einer Hochstromquelle

Die Elektronik zur Erzeugung der Strompulse ist im Konzept eine vereinfachte Form eines Fahrtreglers. Sie soll zum einen Pulse schnell schalten können. Zum anderen soll die Stromstärke während des Pulses stabilisiert werden. Dies ist nötig, da sich der Widerstand des Ofens beim Erhitzen verändern wird. Darüber hinaus soll es auch noch Sicherungen gegen Schäden durch zu hohe Leistungen geben. Als Spannungsquelle wurde ein 12 V-Blei-Akku verwendet. Der vollständige Schaltplan ist in Abbildung 6.1 im Anhang dargestellt.

4.3.1 Leistungs-MOSFETs

Wie auch in kommerziellen Fahrtreglern wurden hier zum Regeln und Schalten Leistungs-MOSFETs (IRF4905) verwendet. Diese kann man sich vereinfacht als über eine Spannung regelbare Widerstände vorstellen. Der Durchlasswiderstand kann hierbei Werte von ca. $10\text{ M}\Omega$ bis $20\text{ m}\Omega$ annehmen. Die Anstiegs- und Abfallzeiten liegen bei 100 ns und sind für unsere Anwendung mehr als ausreichend schnell.

In unserem Aufbau mussten P-Kanal-MOSFETs verwendet werden, da die Öfen baulich bedingt am Kupferblock geerdet sind und mit positiven Spannungen gearbeitet werden sollte. Diese MOSFETs werden ähnlich wie PNP-Transistoren mit dem positiven Pol der Spannungsquelle verbunden und gegenüber diesem geregelt (siehe Abb.4.4(a)). Im Unterschied zum Bipolartransistor wird der Widerstand zwischen *Source* und *Drain* jedoch nicht über einen Strom, sondern über die Spannung zwischen *Gate* und *Source* geregelt. Liegt an *Gate* die gleiche Spannung an wie an *Source*, so sperrt der MOSFET. Je weiter die *Gate*-Spannung gegenüber *Source* abgesenkt wird, desto kleiner wird der *Source-Drain*-Widerstand und mehr Strom fließt. Eine umfangreiche Beschreibung von Aufbau und Anwendungen von Feldeffekttransistoren ist in Kapitel 3 in Referenz [30] zu finden.

4.3.2 Konzept des Regelkreises

Das zentrale Element zur Regelung der Stromstärke ist ein Operationsverstärker (kurz OP). Dieser misst die Stromstärke I_0 anhand der über einen Referenzwiderstand R_{ref} abfallenden Spannung U_{ref} , siehe Abb.4.3(a). Diese Spannung wird dann mit einem Sollwert U_{soll} verglichen. Je nach Differenz ändert sich daraufhin die Ausgangsspannung des OPs, welche wiederum der *Gate*-Spannung des MOSFETs entspricht. Durch diese Rückkopplung lässt sich nun I_0 in Abhängigkeit von U_{soll} einstellen.

Berücksichtigt man jedoch den Widerstand des Ofens, so folgt, dass die am rechten OP

anliegende Spannung die Summe aus U_{ref} und der über dem Ofen abfallenden Spannung U_{Ofen} ist. Um dies zu kompensieren, wird über einen weiteren OP U_{soll} ebenfalls mit U_{Ofen} addiert (Abb. 4.3(b) links). Da in den Regelkreis nur die Differenz der Eingangsspannungen eingeht, ist I_0 damit unabhängig von U_{Ofen} . Über U_{soll} ließe sich theoretisch auch

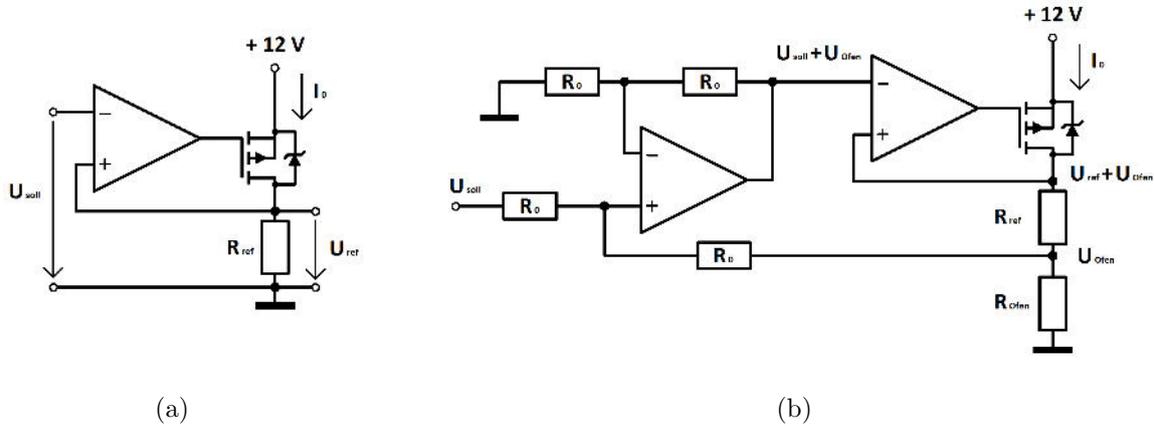


Abbildung 4.3: a) Prinzip des Regelkreises (ohne Ofen). U_{ref} ist proportional zum Strom I_0 . Über den Vergleich der Spannungen U_{ref} und U_{soll} am Operationsverstärker wird die *Gate*-Spannung des MOSFETs und damit dessen Durchlasswiderstand geregelt. Dies ergibt eine Regelung des Stroms bezüglich U_{soll} . b) Kombination aus Regelkreis und Spannungsaddierer. Um I_0 unabhängig vom Widerstand des Ofens R_{Ofen} zu regeln, werden U_{soll} und U_{Ofen} mit einem zweiten Operationsverstärker addiert. In die vom rechten OP gemessene Spannungsdifferenz geht dadurch U_{Ofen} nicht mehr ein.

die Pulsdauer schalten. Das ist in unserem Fall jedoch nicht möglich, da die Spannungsversorgung der OPs über die Batterie selbst erfolgt. Das Intervall der Ausgangsspannung ist jedoch immer kleiner als das der Versorgungsspannung. Dadurch ist es nicht möglich die MOSFETs vollständig zu sperren, wodurch immer Leckströme auftreten würden, zu sehen in Abbildung 4.10. Das Schalten muss daher separat erfolgen.

4.3.3 Schalten der Pulse

Der Strompuls soll mit einem 5 V-Digitalsignal geschaltet werden, wobei 0 V *aus* und 5 V *an* bedeutet. Die entsprechenden *Gate*-Spannungen sind jedoch 12 V (sperren) und 0 V (maximal offen). Es wird daher ein Inverter- und ein Verstärker-Element benötigt. Die Schaltung hierfür wurde aus der Kombination von drei Transistorschaltern realisiert (Abb. 4.4(b)). Liegt an der Basis des unteren NPN-Transistors keine Spannung an ($U_{in} = 0$) so sperrt dieser. Die Widerstände R_2 und R_3 sind so gewählt, dass an der Basis des mittleren Transistors nun eine Spannung > 0.7 V anliegt und dieser öffnet. Dadurch liegt am oberen PNP-Transistor eine Spannung $< U_0$ an und dieser öffnet ebenfalls. Daraus folgt $U_{out} = U_0$. Liegt am ersten Transistor eine Spannung > 0.7 V an öffnet dieser. Dadurch sperren der zweite und der dritte Transistor und U_{out} wird über den Widerstand R_6 auf Masse gezogen. Als zusätzlicher Schalter wurde noch ein Hochstromrelais aus der

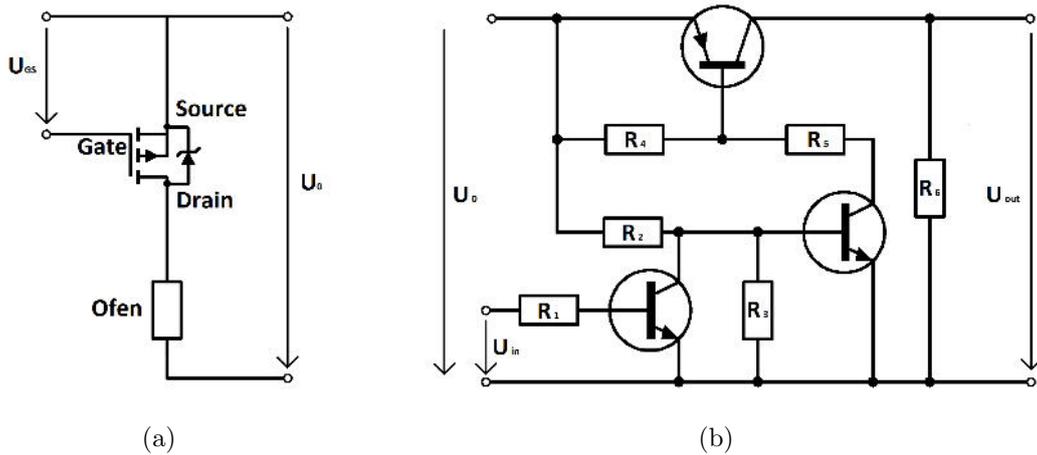


Abbildung 4.4: a) Typische Anwendung eines P-Kanal-MOSFETs. Je weiter U_{GS} gegenüber U_0 abgesenkt wird, desto mehr Strom fließt von *Source* nach *Drain*. b) Inverter- und Verstärkerschaltung. Ein eingehendes 5 V-Logiksignal (U_{in}) wird umgekehrt und auf U_0 verstärkt.

Automobilanwendung zwischen Ofen und MOSFETs eingebaut. Dieses schützt zum einen vor Leckströmen und bietet zum anderen die Möglichkeit, weitere Interlock-Schaltungen zu integrieren. Der Vorgang eines 100 ms-Pulses läuft nun wie folgt ab:

- | | |
|------------------|-------------------------------|
| Ausgangsstellung | MOSFETs sperren, Relais offen |
| 0 ms | Relais leitet |
| 5 ms | MOSFETs schalten durch |
| 105 ms | MOSFETs sperren |
| 110 ms | Relais öffnet |

Hierdurch erhält man eine zusätzliche Absicherung über das Relais, falls die MOSFETs kurzschließen sollten. Da das Relais aber im Normalfall nur schaltet wenn kein Strom fließt, wird es nicht elektrisch belastet, was seine Lebensdauer um einen Faktor 100 erhöht.

4.3.4 Steuerung durch einen Mikrocontroller

Die zentrale Steuerung von Pulsdauer und Stromstärke erfolgt über einen Arduino Mega 2560. Dieser Mikrocontroller bietet eine Vielzahl an Digital- und Analochnittstellen und kann über eine frei verfügbare Software programmiert werden. Man hätte die Pulse auch direkt über die *ExperimentControl*-Software des Computers steuern können. Dabei ist es jedoch möglich, dass leicht sehr lange Pulslängen eingestellt werden, was zu Schäden an Öfen und Elektronik führen würde. Durch die Verwendung des Mikrocontrollers soll dies erschwert werden. Vom Computer wird lediglich ein Trigger-Signal ausgegeben, welches dem Arduino mitteilt, ob der Ofen betrieben werden soll oder nicht.

Die Spannung U_{soll} zur Steuerung der Stromstärke soll ebenfalls über den Arduino einstellbar sein. Der Mikrocontroller ist jedoch nur in der Lage, ein pulswidenmoduliertes 5 V-Signal auszugeben. Dieses wurde daher über einen angepassten Tiefpass in ein

Analogsignal umgewandelt (siehe Abb.4.5). Die Anpassung entscheidet hierbei über das Verhältnis von Reaktionszeit zu Restwelligkeit. Das Analogsignal ist jedoch nicht sehr belastbar, weshalb ein Impedanzwandler nötig ist. Hierfür wurde ein OP verwendet, der das Signal auch noch um einen Faktor 2.4 verstärkt, um es an die restliche 12 V-Schaltung anzugleichen.

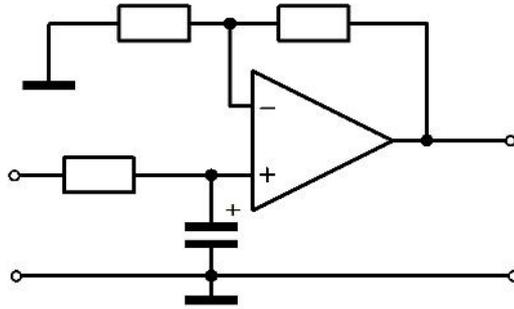


Abbildung 4.5: Aufbau des Analog-Wandlers. Ein eingehendes pulswidenmoduliertes Digitalsignal wird durch einen Tiefpass in ein Analogsignal umgewandelt und mit einem Operationsverstärker um den Faktor 2.4 verstärkt.

4.3.5 Sicherungen gegen Überhitzen

Damit im Ofen eine ausreichende Menge Ytterbium verdampft, ist eine Temperatur von 900 K nötig. Steigt die Temperatur jedoch auf 1200 K besteht die Gefahr, dass der gesamte Ofeninhalt gasförmig wird. Es sind daher Schutzmaßnahmen gegen zu hohe Ofentemperaturen nötig. Auf der Softwareseite wird dies durch eine Mindestzeit zwischen zwei Pulsen berücksichtigt. So erfolgen auch bei einem durchgehenden Trigger-Signal nur Pulse mit einem Mindestabstand von sechs Sekunden.

Um gegen Fehlfunktionen der Elektronik zu sichern, fließt der Puls außerdem durch KFZ-Sicherungen. Diese sind so ausgelegt, dass ein kurzer Puls die Auslöseschwelle gerade noch unterschreitet. Sollte jedoch ein cw-Strom fließen, brennen die Sicherungen durch.

Da diese Methode nicht vollständig zuverlässig ist, wurde auch noch eine Interlock-Schaltung hinzugefügt (siehe Abb.4.6). Diese Schaltung basiert auf einem Stromsensor¹, bei dem es sich um einen durch eine Hall-Sonde geschalteten Transistor handelt. Dieser ist über einen Tiefpass mit einem weiteren Transistor verbunden, welcher das oben genannte Relais schaltet. Fließt nun ein Strom von mehr als 10 A durch den Sensor schaltet der interne Transistor durch und der Kondensator wird entladen. Nach 200 ms ist die Spannung soweit gesunken, dass der rechte Transistor sperrt und das Relais öffnet. Nach weiteren 200 ms wird dieses wieder geschlossen. Ein cw-Strom wird dadurch in ein Rechtecksignal umgewandelt, was den Temperaturanstieg des Ofens deutlich verlangsamt. Als Erweite-

¹CSDA1BC Honeywell

ung soll noch ein Element hinzugefügt werden, das nach einem Auslösen der Sicherung ein manuelles Einschalten benötigt. Dies würde die Interlock-Funktion vervollständigen.

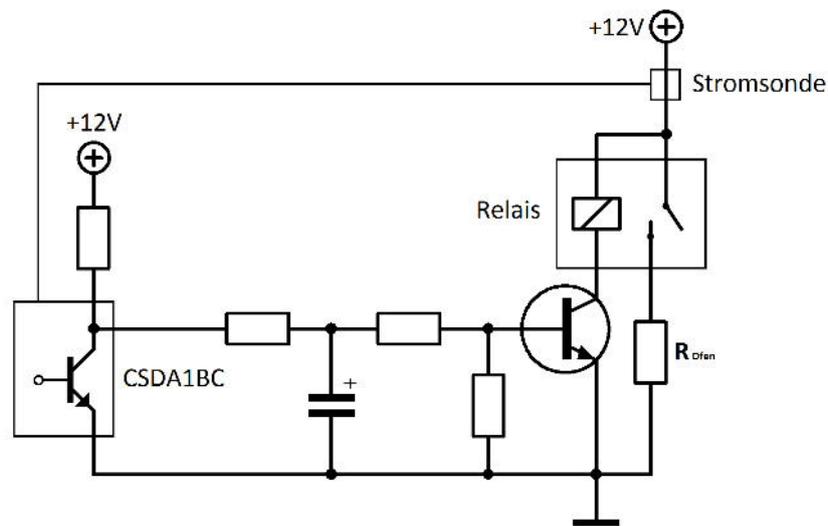


Abbildung 4.6: Schaltplan der verwendeten Interlock-Schaltung. Sobald ein Strom I von mehr als 10 A durch die Stromsonde fließt, schaltet der von ihr gesteuerte Transistor auf Masse. Dadurch wird der Kondensator entladen. Sobald die Spannung unter 0.7 V sinkt sperrt der Transistor am Relais, welches daraufhin öffnet und den Stromkreis des Ofens unterbricht.

4.4 Aufbau der Schaltung

Da hohe Ströme mit vergleichsweise geringer Spannung erzeugt werden sollen, musste bei der Auswahl der starkstromführenden Komponenten auf möglichst geringe Widerstände geachtet werden. So können schon Kontakt- und Leitungswiderstände von einigen 10 m Ω die erreichbare Stromstärke beeinträchtigen. Als Leitungen wurden daher aus Kupfer bestehende Lautsprecherkabel mit einem Querschnitt von 5 mm² verwendet.

Auswahl des Referenzwiderstandes

Ein weiteres kritisches Element der Schaltung ist der Referenzwiderstand. Zum einen muss er so klein sein, dass der Maximalstrom nicht zu weit reduziert wird und möglichst wenig Energie in Form von Wärme verloren geht. Zum anderen muss der Widerstand jedoch so groß sein, dass die an ihm abfallende Spannung die Messschwelle der OPs überschreitet. Es wurden daher sechs 0.22 Ω -Leistungswiderstände parallel verwendet. Dies ergibt einen ausreichend kleinen Widerstand von 36 m Ω . Darüber hinaus wird die pro Element anfallende Wärme reduziert.

Man hätte auch eine Hall-Sonde verwenden können, um ohne einen Widerstand im Strom-

kreis auszukommen. Elemente mit einer ausreichenden Genauigkeit sind jedoch deutlich teurer.

MOSFET-Parallelschaltung

Da kein kostengünstiger MOSFET gefunden wurde, der für Ströme bis 100 A ausgelegt ist, wurden drei parallel verwendet. Der Aufbau der Parallelschaltung orientiert sich primär an den Angaben in Referenz [15].

Selbst baugleiche MOSFETs haben nicht notwendigerweise identische Kennlinie, also das gleiche Verhältnis von angelegter Spannung zu durchgelassenem Strom. Bei einer Parallelschaltung kann es daher auftreten, dass ein Transistor die Hauptlast trägt und dadurch beschädigt wird. Ein Überhitzen führt im Allgemeinen zum Kurzschluss zwischen *Source* und *Drain* und sollte daher unbedingt vermieden werden. Zu Gunsten der Parallelschaltung wirkt sich jedoch die positive thermische Charakteristik eines MOSFETs aus: Steigt seine Temperatur, so steigt auch sein Widerstand. Ein stärker belasteter Transistor erwärmt sich stärker, was auf Grund des dadurch steigenden Widerstandes zu einer Umverteilung der Last auf andere Transistoren führt. Für einen erfolgreichen Betrieb muss nun sichergestellt werden, dass dieser Ausgleich schneller stattfindet als das Überhitzen eines Elements, jedoch langsam genug, dass keine Schwingungen auftreten. Die *Gate*-Kontakte sind daher nicht direkt, sondern über kleine Widerstände im 1 Ω -Bereich verbunden. Außerdem befinden sich alle Transistoren auf einem gemeinsamen Kühlkörper (siehe Abb.4.9).

Unterbringung der Hochstromquelle

Um den Widerstand durch Leitungen zwischen Stromquelle und Ofen gering zu halten, sollte sich die Stromquelle nah am Experiment befinden. Aus diesem Grund wurde sie möglichst kompakt gestaltet, weshalb außer den Batterien alle benötigten Komponenten in einem Aluminiumgehäuse mit den Abmaßen 20.5 cm x 20.5 cm x 10.5 cm untergebracht wurden (siehe Abb.4.8). Damit sich die von den MOSFETs und den Referenzwiderständen abgegebene Wärme nicht staut, wurden Lüftungsöffnungen und ein Ventilator in das Gehäuse integriert (zu sehen in Abb.4.7).

4.5 Charakterisierung des Regelkreises

Die Funktion des Regelkreises wurde zuerst bei kleinen Strömen (50-200 mA) mit verschiedenen Testwiderständen an Stelle des Ofens überprüft. Für Tests mit hohen Strömen wurde ein Probeaufbau verwendet, um Schäden am Ofen in der Vakuumkammer zu vermeiden. Dieser Probeaufbau bestand aus einem Stück des für die Öfen verwendeten Edelstahlrohres, welches an den Enden mit zwei Kupferkabeln verpresst wurde.



Abbildung 4.7: Aufnahme der Hochstromquelle mit Akkus. Zur Wärmeabfuhr wurden das Gehäuse mit einem Ventilator und Lüftungsöffnungen versehen.

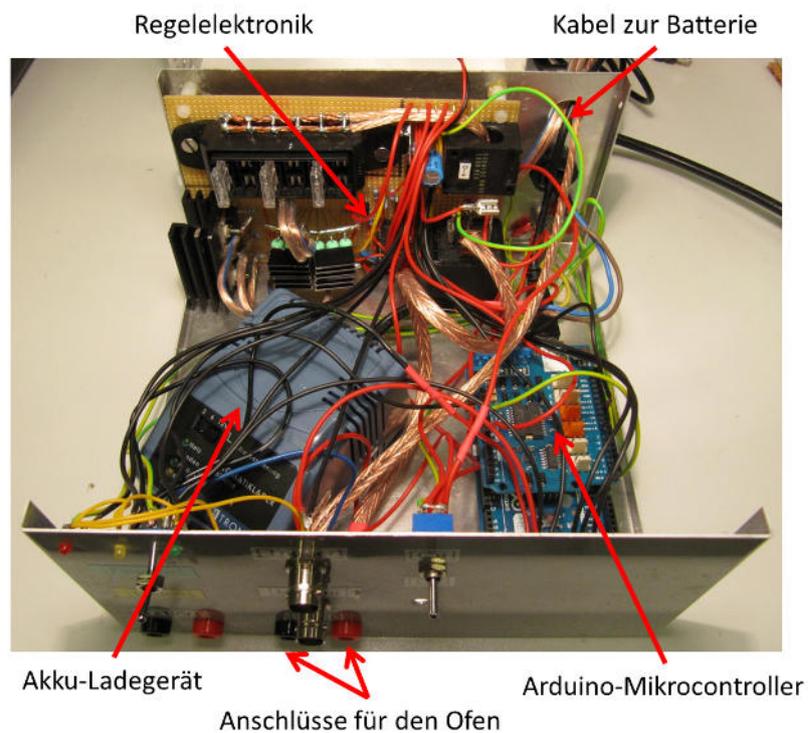


Abbildung 4.8: Blick in das geöffnete Gehäuse der Hochstromquelle. Zu sehen sind die Steuerungsplatine an der Rückseite (Detailaufnahme in Abb.4.9), das Akkuladegerät vorne links und der Mikrocontroller rechts. Am unteren Bildrand ist die Gehäusefront mit den Anschlüssen für Ofen, externe Spannungsversorgung, Triggersignal und Monitoring zu sehen.

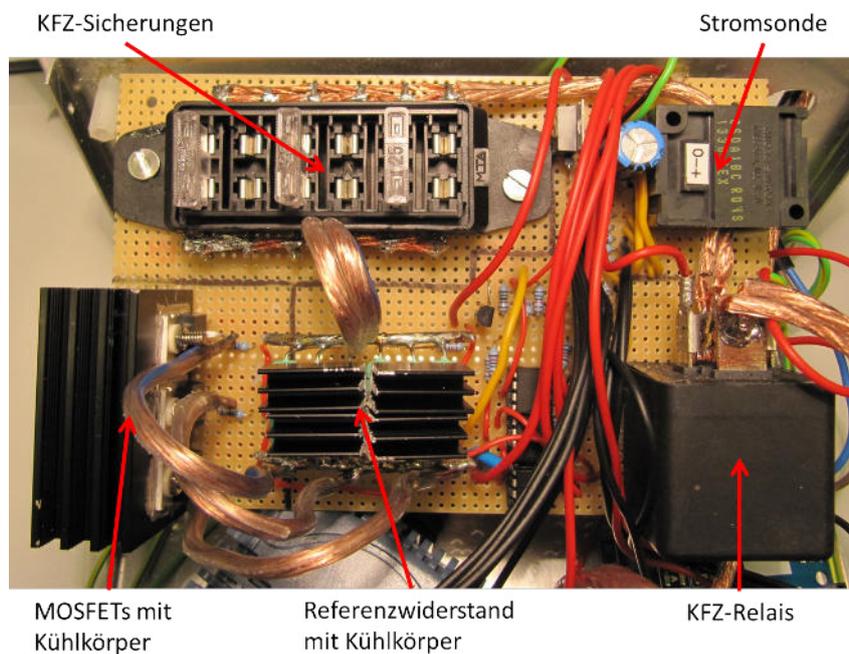


Abbildung 4.9: Detailaufnahme der Steuerungsplatine. Gut zu erkennen sind die MOSFETs und der Referenzwiderstand mit Kühlkörpern (unten links), das Relais unten rechts und die KFZ-Sicherungen oben. Zur Leitung des Starkstroms wurden Lautsprecherkabel mit einem Querschnitt von 5 mm^2 verwendet. Zu sehen ist außerdem die Stromsonde der Interlock-Schaltung (oben rechts), die den Strom zwischen KFZ-Sicherungen und Relais misst.

4.5.1 Messung an einem Testofen

Um ein Verhältnis zwischen der Regelspannung U_{soll} und dem tatsächlich fließenden Strom I_0 zu bestimmen, musste der Strom unabhängig gemessen werden. Hierfür wurde ein Strom-Messumformer (IT 400-S Ultrastab der Firma LEM) verwendet, der Ströme bis 200 A mit einer Genauigkeit von <40 ppm messen kann. In Abbildung 4.10 ist der am

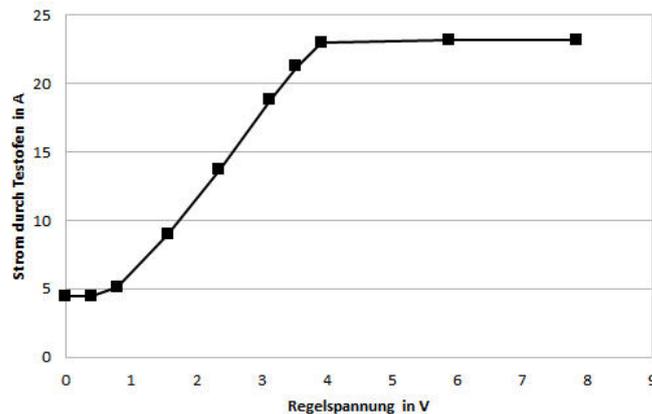


Abbildung 4.10: Gemessener Strom durch den Testofen in Abhängigkeit von U_{soll} . Der Reststrom unterhalb von 1 V ist durch die maximale Ausgangsspannung der Operationsverstärker bedingt. Oberhalb von 23 A ist der Strom durch den Restwiderstand der Schaltung begrenzt.

Testofen gemessene Strom in Abhängigkeit von U_{soll} zu sehen. Man erkennt, dass nach einer linearen Abhängigkeit zwischen 1 V und 4 V der Strom nicht weiter ansteigt. Dies liegt primär am unerwartet hohen Innenwiderstand der Batterie von $300\text{ m}\Omega$, aber auch an den Kontakt- und Leitungswiderständen bis zum Ofen. Diese erhöhen unter anderem den Referenzwiderstand von $36\text{ m}\Omega$ auf $170\text{ m}\Omega$.

Als naheliegende Lösung wurde daher die Versorgungsspannung erhöht. So konnten durch eine Reihenschaltung von zwei Batterien bis zu 80 A erreicht werden. Eine Erhöhung der Spannung auf 30 V würde vermutlich den gewünschten Strom erzielen, erwies sich aber in diesem Aufbau als unpraktikabel. So sind zum Beispiel handelsübliche Blei-Akkus und entsprechende Ladegeräte nur bis 12 V erhältlich. Für das Laden einer Reihenschaltung müsste daher jeder Akku einzeln ausgebaut und geladen werden. Außerdem ist in diesem Fall der Maximalstrom stark vom Ladezustand der Batterien abhängig, weshalb nur wenige Pulse in Folge abgegeben werden können.

Wir haben uns daher entschieden zwei 12 V-Akkus parallel zu verwenden, um den effektiven Innenwiderstand zu reduzieren. Da der maximal erreichbare Strom hierbei nur 45 A ist, wurde die Pulsdauer auf 500 ms erhöht.

4.5.2 Ausheizen des Vakuumklebers

Während Messungen am Ofen führte eine Fehlfunktion der Elektronik und eine fehlende Sicherung zu einem Strom von 60 A für ca. 1 s. Hierbei glühte der Ofen deutlich auf und ein Teil des Vakuumklebers löste sich ab. Außerdem stieg der Druck von $2 \cdot 10^{-11}$ mbar auf



Abbildung 4.11: Sicht von oben auf den Ofen. Nach einem starken Aufheizen degenerierte ein Teil des Vakuumklebers und löste sich vom Ofen (Mitte rechts). Der Druck in der Vakuumkammer stieg dabei auf $1 \cdot 10^{-6}$ mbar an.

$1 \cdot 10^{-6}$ mbar an. Dieser Anstieg ist mit hoher Sicherheit nicht auf verdampfendes Ytterbium zurückzuführen. Dieses würde sich vornehmlich als Beschichtung auf dem dem Ofen gegenüberliegenden Fenster absetzen, was jedoch nicht beobachtet wurde. Es stellte sich heraus, dass der verwendete Vakuumkleber nicht für Temperaturen über 250°C ausgelegt ist.

Da wir die Vakuumkammer nicht öffnen wollten, wurde versucht, den Kleber durch wiederholtes Aufheizen des Ofens zu verdampfen. Dies erfolgte durch wiederholtes Pulsen des Ofens bei gleichzeitiger Verwendung der Turbomolekularpumpe. Da hierbei das in der Kammer sublimierte Titan gesättigt wurde, verschlechterte sich das Vakuum dauerhaft auf $6 \cdot 10^{-11}$ mbar. Der verdampfende Anteil des Klebers wurde stark reduziert, ein rückstandsfreies Entfernen konnte aber nicht erzielt werden. Sollte sich dies als andauerndes Problem herausstellen, muss das Vakuum geöffnet und der Kleber manuell entfernt werden.

4.6 Suche nach Fluoreszenz

Um die Funktionsfähigkeit der Elektronik und des Ofens zu überprüfen, wurde nun versucht Streuung des 398.9 nm-Lasers durch den Atomstrahl zu beobachten. Hierfür wurde

zuerst die benötigte Ofentemperatur und die zu erwartende Fluoreszenzleistung berechnet (siehe Abb.4.13). Das vollständige *Mathematica*-Skript ist im Anhang aufgeführt und wird hier nur kurz skizziert.

4.6.1 Berechnung der zu erwartenden Fluoreszenz

Der Dampfdruck von Ytterbium in Abhängigkeit der Temperatur lautet

$$p_{Yb}(T) = 1 \text{ Pa} \exp(32.5 - 18680 T^{-1} - 1.0849 \log(T)). \quad (4.1)$$

Im Folgenden wird angenommen, dass der Druck im Ofen während der Pulsdauer annähernd konstant bleibt. Durch die Kollimationsbohrung im MACOR-Halter besitzt der Atomstrahl einen Öffnungswinkel von $8.7 \cdot 10^{-2}$ rad. Aus einer kleinen Öffnung austretendes Gas hat eine andere Geschwindigkeitsverteilung als ein freies, da Teilchen mit einer höheren Geschwindigkeit eine höhere Wahrscheinlichkeit haben, die Öffnung zu treffen (vgl. Referenz [5], Kapitel 8). Dieser als Effusion bezeichnete Effekt führt zu einer wahrscheinlichsten Geschwindigkeit von

$$v = \sqrt{\frac{3}{2} \cdot \frac{2k_B T}{m}}. \quad (4.2)$$

Trotz des kleinen Öffnungswinkels des Kollimators erfährt der Atomstrahl durch

$$\Delta f \cong \frac{\alpha v_{beam}}{\lambda} \quad (4.3)$$

eine Dopplerverbreiterung in Richtung des Lasers² von 90 MHz. Betrachtet man nur Atome, deren Verbreiterung innerhalb der Linienbreite von 28 MHz liegt, so reduziert sich der effektiv nutzbare Öffnungswinkel auf $3 \cdot 10^{-2}$ rad. Hieraus folgt, dass sich bei einer Ofentemperatur von 1000 K zu einem Zeitpunkt $4 \cdot 10^8$ streuende Atome in der Falle befinden. Beim Durchflug streut jedes Atom im Mittel 3 Photonen in Richtung Mikroskop. Dies führt zu einer Leistung von $\sim 200 \mu\text{W}$. Die zu erwartete Leistung in Abhängigkeit der Temperatur ist in Abbildung 4.13(a) zu sehen.

Um eine Obergrenze für Temperatur und Pulsdauer zu erhalten wurde auch der pro Sekunde verdampfte Ofeninhalt berechnet (siehe Abb.4.13(b)). Hier zeigt sich deutlich die exponentielle Abhängigkeit des Dampfdrucks von der Temperatur. Bei einer Temperatur von 900 K hat der Ofen eine Lebensdauer von 2500 Schüssen, bei 1000 K sind es nur noch 300. Aus den Abschätzungen wurde gefolgert, dass ein Temperatur um 950 K ein guter Kompromiss aus Fluoreszenzleistung und Lebensdauer ist. Für den späteren Langzeitbetrieb sollte die Temperatur jedoch wenn möglich reduziert werden.

Da die Stromstärke begrenzt ist, wurde die Pulsdauer variiert, um die richtige Tempera-

²Der Laser hat einen Winkel von $90 \pm 0.25^\circ$ zum Atomstrahl. Die hieraus folgende Verbreiterung von 8 MHz wurde hinzu addiert.

tur zu erreichen. Diese wurde anhand einer Glühfarbentabelle bestimmt (siehe Abb.4.12), da die am Ofen verbauten Thermosensoren noch nicht geeicht sind. Der Grund für eine

color	approximate temperature		
	°F	°C	K
faint red	930	500	770
blood red	1075	580	855
dark cherry	1175	635	910
medium cherry	1275	0690	0965
cherry	1375	0745	1020
bright cherry	1450	0790	1060
salmon	1550	0845	1115
dark orange	1630	0890	1160
orange	1725	0940	1215
lemon	1830	1000	1270
light yellow	1975	1080	1355
white	2200	1205	1480

Abbildung 4.12: Dargestellt ist die Glühfarbe von Metall bei verschiedenen Temperaturen, entnommen aus Referenz [25].

möglichst kurze Pulsdauer war die Annahme, dass bei längeren Stromzeiten zunehmend Wärme vom Ofen zum Kupferhalter fließt. Dies würde das Erhitzen des Ofens deutlich ineffizienter machen. Ein ausreichendes Aufglühen wurde hier bei einer Pulsdauer von 500 ms beobachtet. Der Temperaturanstieg des Ofens lässt sich aus $P = R \cdot I^2$ und $\Delta T/\Delta t = P/(c_p m)$ herleiten, wobei c_p die spezifische Wärmekapazität von Edelstahl und m die Masse des Ofens ist. Ohne Berücksichtigung der Wärmeleitung des Kupfers folgt daraus ein Anstieg von $0.5 \text{ K A}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (vgl. Referenz [13]). Ein Strom von 45 A über 500 ms ergibt damit einen Temperaturanstieg vom 500 K. Dies zeigt eine gute Übereinstimmung mit der beobachteten Glühfarbe, weshalb der Wärmefluss zum Kupferblock noch ausreichend klein zu sein scheint.

4.6.2 Das Mikroskop

Der nächste Schritt war die Justierung des von Phillip Wieburg konstruierten Mikroskops, dessen Aufbau hier kurz skizziert wird. Das Mikroskop sollte ein Auflösungsvermögen von $1 \mu\text{m}$ mit einem Sichtfeld von $100 \mu\text{m}$ besitzen, um einzelne Ionen eines Coulomb-Kristalls abbilden zu können. Da sich keine optischen Elemente in der Vakuumkammer befinden, muss dabei das 6.35 mm dicke Fensters der Vakuumkammer kompensiert werden.

Zu Gunsten einer einfachen Justierung sollte der Aufbau aus möglichst wenigen Elementen bestehen. Anhand von Simulationen mit der Optik-Software *OSLO* fiel die Entscheidung daher auf ein Zwei-Linsen-Konzept. Dieses besteht aus einer asphärischen Linse mit 80 mm

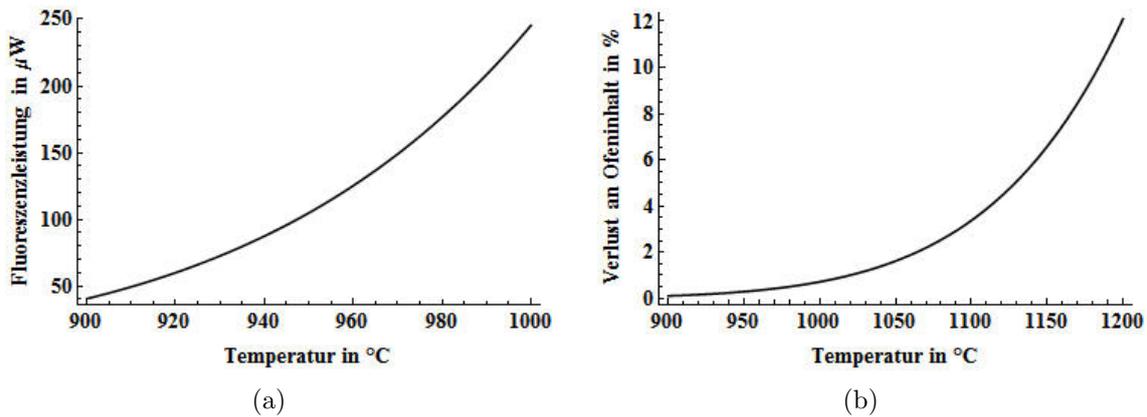


Abbildung 4.13: Zu erwartende Fluoreszenzleistung (a) und Verlust an Ofeninhalt in Prozent pro Sekunde (b) in Abhängigkeit von der Ofentemperatur. Eine Ofentemperatur von 950 K sollte ein messbares Fluoreszenzsignal von $100 \mu\text{W}$ erzeugen. Aus dem dabei verdampfte Ofeninhalt folgt eine Lebensdauer von ca. 800 Schüssen.

Brennweite³ als Objektiv direkt unter der Vakuumkammer und einem Achromaten mit einer Brennweite von 500 mm ⁴ als Okularlinse. Vakuumkammer, RF-Falle und Objektivlinse sind in Abbildung 4.14 zu sehen. Bei dieser Kombination erhöhte sich das Sichtfeld mit beugungsbegrenzter Auflösung sogar von $100 \mu\text{m}$ auf $200 \mu\text{m}$, wenn in der Simulation das Fenster berücksichtigt wurde.

Justierung

Das volle Auflösungsvermögen des Mikroskops kann erst an gefangenen Ionen gemessen werden. Da diese noch nicht zur Verfügung standen, wurde eine erste Justierung durch Abbilden der Elektroden vorgenommen. Als Lichtquelle wurde dafür über der Vakuumkammer ein Laserpointer montiert, der durch die Falle in das Mikroskop strahlt. Der dadurch entstehende Schattenwurf konnte mit einem Stück Papier im Strahlengang des Mikroskops beobachtet werden, was die Positionierung der optischen Elemente vereinfachte.

Danach wurde der Laserpointer ausgeschaltet und der seitlich einfallende 398.9 nm -Laser auf die RF-Elektroden gerichtet. Anhand des reflektierten Lichtes konnte eine erste Fokussierung auf die Elektrodenkante vorgenommen, und die Kameraposition so optimiert werden. Als Letztes wurde die Position der Objektivlinse eingestellt. Deren Halterung ist auf drei höhenverstellbaren Stiften⁵ gelagert, die ein Verkippen der Linse ermöglichen. Über paralleles Ändern der Stifthöhe wird die Bildebene festgelegt. Die Linse kann darüber hinaus mittels eines Kreuztisches⁶ lateral bewegt werden. Hierüber wurde die asphärische

³Asphericon 50-80 FPX-S-U

⁴Thorlabs AC508-500-A

⁵ $250 \mu\text{m}$ Hub pro Drehung

⁶Owis KT 150-D80

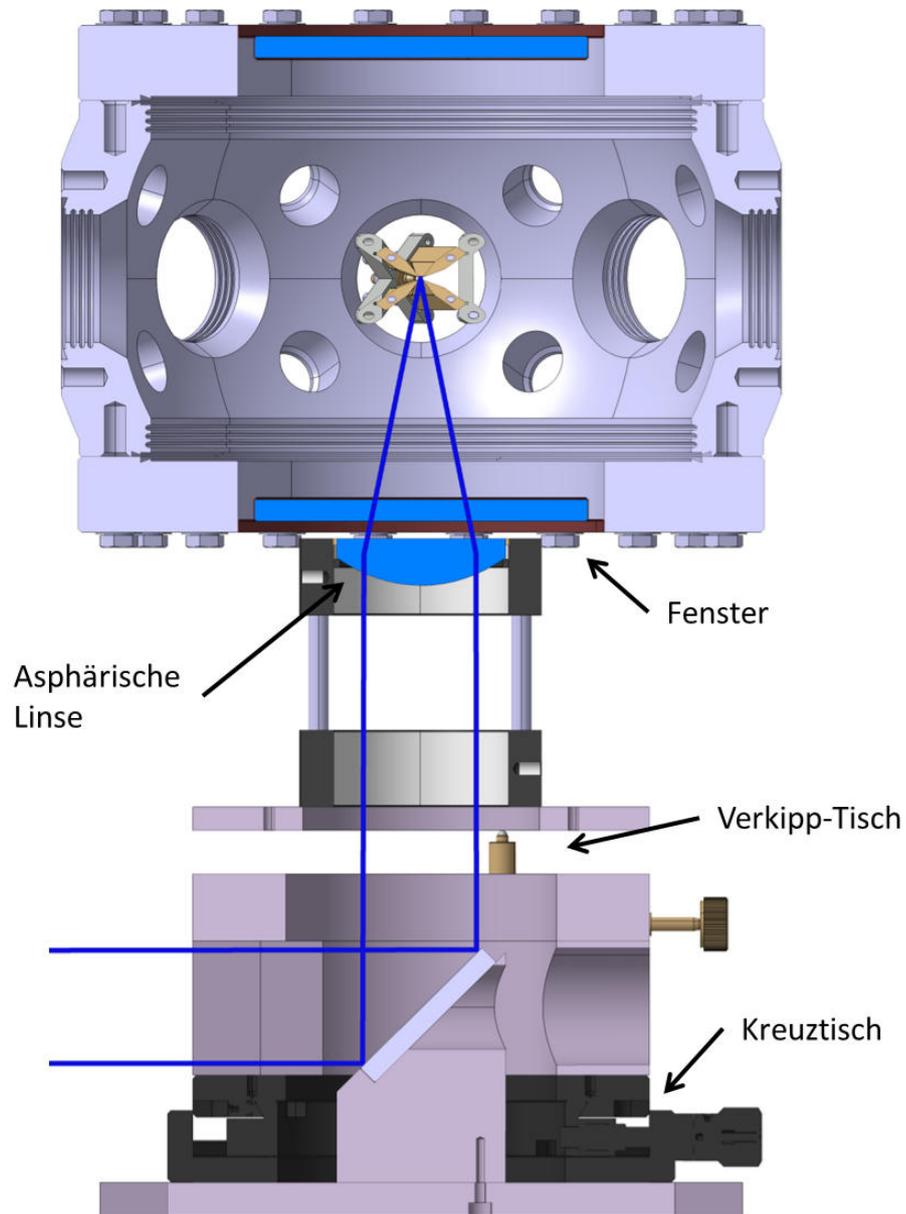


Abbildung 4.14: Querschnitt der Vakuumkammer und eines Teils des Mikroskops mit Strahlengang. Die Halterung der asphärischen Linse besteht aus einem Kreuztisch und einem Aufbau zur Verkipfung und Höhenverstellbarkeit der Linse. Die Grafik wurde aus Referenz [9] adaptiert.

Linse so verschoben, dass im abgebildeten Bereich eine der Endkappen-Elektroden sichtbar wurde. Eine dabei gemachte Aufnahme ist in Abbildung 4.15 gezeigt. Es sind deutlich die beim Fräsen entstandenen Riefen auf der Elektrode zu sehen, woraus sich eine Auflösung von mindestens $20\ \mu\text{m}$ ergibt. Die vordere Kante der Endkappenunterseite be-

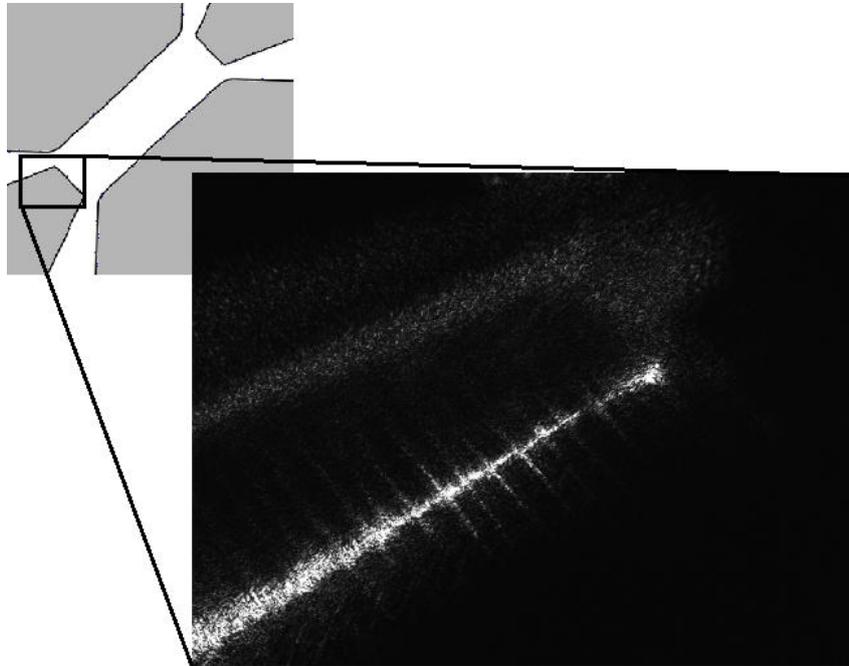


Abbildung 4.15: Abbildung einer Endkappen-Elektroden durch das Mikroskop. Der dargestellte Ausschnitt der Falle ist oben links markiert. Der Anregungslaser wurde so justiert, dass er die Unterseite der Elektrode anleuchtet. Zu erkennen sind die beim Fertigungsprozess entstandenen Riefen.

findet sich $550\ \mu\text{m}$ unterhalb des Fallenzentrums. Die Linse wurde von hier ausgehend entsprechend über die Justierschrauben angehoben. Außerdem wurde sie über den Kreuztisch so verschoben, dass der abgebildete Bereich mittig zwischen den Endkappen liegt, da hier die Kreuzung von Atomstrahl und Anregungslaser zu erwarten ist.

4.6.3 Bisherige Beobachtungen

Der aus Abschnitt 4.6.1 gefolgerte fluoreszierende Bereich hat eine Größe von $0.3\ \text{mm} \times 1\ \text{mm}$ und sollte damit auch vom noch nicht optimal justierten Mikroskop aufgelöst werden können.

Bei wiederholtem Feuern des Ofens wurde nun parallel das Kamerabild und dessen Histogramm beobachtet. Trotz ausreichender Ofentemperatur⁷ konnte jedoch keine Fluoreszenz beobachtet werden. Die wahrscheinlichsten Ursachen hierfür sind:

- Die Laserfrequenz ist nicht resonant zum Übergang, oder die Linienbreite ist zu groß.

⁷wiederum abgeschätzt über die Glühfarbe

- Das Mikroskop bildet den falschen Bereich der Falle ab.
- Die Teilchenzahl im Atomstrahl ist zu gering.

Es wurde zuerst die Frequenz des Lasers durchgestimmt. Dies geschah über eine schrittweise Änderung der Spannung des Piezo-Spiegelhalters des Resonators. Die Spannung wurde in 0.1 V-Schritten von -1 V bis +1 V bezüglich der Resonanz geändert. Dies entspricht Schritten von 14 MHz und einem Bereich von 280 MHz. Da hierbei ebenfalls keine Streuung zu sehen war, wurde nun bei resonanter Wellenlänge der beobachtete Fallenausschnitt schrittweise entlang der z-Achse der Falle verschoben. Auch ein paralleles Durchfahren beider Parameter führte jedoch bisher nicht zum Erfolg.

Bis jetzt konnte auch eine Fehlfunktion des Ofens nicht ausgeschlossen werden. So sollte sich nach längerem Betrieb Ytterbium als Belag auf dem gegenüber liegenden Fenster absetzen. Dies ist bisher jedoch noch nicht eingetreten. Vergleiche mit ähnlichen Aufbauten ließen vermuten, dass die Fluoreszenzleistung zu hoch abgeschätzt wurde. Es wird daher demnächst ein separater Ytterbium-Ofen in einer eigenen Vakuumkammer aufgebaut. Durch die wesentlich kleinere Kammer ist ein Nachfüllen des Ytterbiums und ein erneutes Auspumpen deutlich einfacher. Die Temperatur des Ofens kann daher solange erhöht werden, bis durch sichtbare Ablagerungen von Ytterbium die Funktion des Ofens garantiert ist. Darüber hinaus wird die Ofenhalterung mit Bohrungen versehen, die als optische Durchführungen dienen. Hierdurch ist der Winkel des Laserstrahls zum Ofen wesentlich genauer definiert, was die Abbildung des Kreuzungsbereiches vereinfacht. Durch diesen Aufbau können zwei der oben genannten Punkte eliminiert werden, was eine Kalibrierung des Lasers ermöglicht. Die Ergebnisse dieses Aufbaus können dann auf die Ionenfalle übertragen werden.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde das zum Fangen und Kühlen von Ytterbium-Ionen benötigte Lasersystem weitestgehend fertiggestellt. Hierfür wurde ein gekühlter Diodenlaser bei einer Wellenlänge von 369.5 nm aufgebaut. Außerdem wurde eine Spektroskopie für neutrales und ionisiertes Ytterbium implementiert, anhand derer der Anregungslaser bei 398.9 nm erfolgreich auf den optischen Übergang stabilisiert werden konnte. Der einzige noch ausstehende Punkt ist das Justieren des 369.5 nm-Lasers auf einen größeren modensprungfreien Bereich.

Des Weiteren wurde die Elektronik zum Betrieb der Ytterbium-Öfen konzipiert und erfolgreich in Betrieb genommen. In der jetzigen Konfiguration sind Pulse bis zu einer Stromstärke von 45 A möglich. Hiermit war ein gepulstes Aufheizen des Ofens bis auf Temperaturen von 1000 K problemlos möglich. Sollte die Stromstärke für spätere Anwendungen zu gering sein, ist auch ein Betrieb mit Batterien höherer Spannung möglich.

Da bis jetzt noch keine Fluoreszenz des Anregungslasers gemessen werden konnte, wird demnächst ein zusätzlicher Testofen in einer eigenen Vakuumkammer aufgebaut. Die an diesem Aufbau gewonnenen Daten führen dann hoffentlich zu einem baldigen Fangen von Ionen in der Paul-Falle.

Davon ausgehend ist der nächste Schritt die Messung und Kompensation der Mikrobewegung über die Kreuzkorrelationsmethode. Dafür werden noch schnelle Photomultiplier, sowie eine entsprechende Ausleseelektronik benötigt. Um die Ionen bis in den Grundzustand einer Schwingungsmode zu kühlen, muss darüber hinaus noch eine Subdopplerkühlung, üblicherweise die Raman-Seitenband-Kühlung, implementiert werden.

Sobald ein effizientes Fangen und Kühlen von Ionen erreicht ist, soll das Experiment um eine optische Dipolfalle erweitert werden. Der interessante Aspekt an optisch gefangenen Ionen ist die Möglichkeit, die große Vielfalt von Geometrien optischer Fallen mit der langreichweitigen Wechselwirkung von Ionen kombinieren zu können. Sie könnten zum Beispiel dazu dienen, komplexe Spin-Systeme nach dem Konzept in Referenz [44] zu simulieren. Sie bieten außerdem die Möglichkeit, neuartige Quanten-Gatter zu realisieren.

Optisches Fangen von Ionen ist experimentell anspruchsvoll, da optische Fallen um ca. sieben Größenordnungen schwächer sind als Paul-Fallen. Dadurch führen schon kleine elektrische Streufelder zu einem Verlust der Ionen. Diese Felder müssen entsprechend aktiv kompensiert werden. Das ein Umladen zwischen elektrischer und optischer Falle möglich ist, wurde eindrucksvoll in Referenz [33] demonstriert. Dort ist es gelungen, Ionen für mehrere Millisekunden in einer Dipolfalle zu fangen und wieder in die Paul-Falle umzuladen. Der Umladeprozess ist in Abbildung 5.1 skizziert.

Die Dipolfalle würde in unserem Fall aus einem fokussierten Laser bei 1064 nm beste-

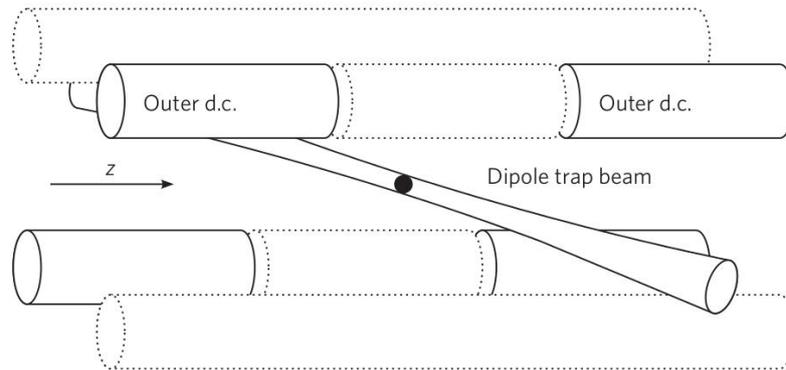


Abbildung 5.1: Dargestellt ist eine Skizze des Umladeprozesses von der RF- zur Dipolfalle, entnommen aus Referenz [33].

hen. Durch die weite Verstimmung sind Streuprozesse unterdrückt. Die benötigte Leistung von einigen Watt ist durch die Verwendung von Faserverstärkern problemlos erreichbar. Geplant ist, den Fallenlaser von oben in die Falle, also gegenüber dem Mikroskop, einzustrahlen. Durch den großen optischen Zugang sollte auch die Erzeugung von kleinskaligen Fallenstrukturen auf der μm -Skala möglich sein.

Kapitel 6

Anhang

6.1 *Mathematica*-Berechnung zur Fluoreszenz

Eingabeparameter:

Radius des Laserstrahl im Metern

$$\mathbf{rL:=0.5 * 10^ - 3}$$

Laserleistung in Watt

$$\mathbf{PL:=1 * 10^ - 3}$$

Frequenzverstimmung des Lasers zur Resonanz in 1/s

$$\mathbf{\delta:=0}$$

Abstand Ofen - Falle in Meter

$$\mathbf{l:=15.74 * 10^ - 3}$$

Radius der Ofenöffnung

$$\mathbf{rO:=0.25 * 10^ - 3}$$

Physikalische Konstanten:

$$\mathbf{k:=1.3806503 * 10^ - 23}$$

$$\mathbf{c:=299792458}$$

$$\mathbf{h:=6.2606876 * 10^ - 34}$$

Elementeigenschaften von Ytterbium

$$\mathbf{m:=2.889 * 10^ - 25}$$

$$\mathbf{\lambda:=398.92 * 10^ - 9}$$

$$\mathbf{\Gamma:=2\pi * 28 * 10^6}$$

Abgeleitete Größen:

Photonenenergie

$$E_{\text{ph}} := \frac{h \cdot c}{\lambda}$$

Raumwinkel, in dem gestreute Photonen auf die Kamera treffen

$$a := \frac{\pi \cdot 21^2}{4 \cdot \pi \cdot 77^2}$$

Laserintensität in der Falle

$$I_L := \frac{P_L}{\pi \cdot r_L^2}$$

Sättigungsintensität des Übergangs

$$I_{\text{sat}} := \frac{\pi \cdot h \cdot c \cdot \Gamma}{3 \cdot \lambda^3}$$

Abgeleitete Funktionen:

Ytterbium-Dampfdruck (in Pa) bei der Temperatur T (in K)

$$p[T] := \text{Exp}[32.5 - 18680 \cdot (1/T) - 1.0849 \cdot \text{Log}[T]]$$

Wahrscheinlichste Geschwindigkeit der Atome bei der Temperatur T

$$v[T] := \text{Sqrt} \left[\frac{3 \cdot k \cdot T}{m} \right]$$

Teilchendichte im Ofen

$$n[T] := \frac{p[T]}{k \cdot T}$$

Effusion: Anzahl an Atomen, die den Ofen pro Zeit und Öffnungsfläche verlassen

$$Z_w[T] := \frac{p[T]}{\sqrt{2 \pi m k T}}$$

$$d[T] := l \cdot \text{Tan} \left[\frac{\Gamma \cdot \lambda}{2 \pi \cdot v[T]} \right]$$

Teilchenstrom durch Fallenbereich, in dem Fluoreszenz auftreten kann ($2r_L \cdot d$)

$$\text{flow}[T] := Z_w[T] \cdot \pi \cdot r_O^2 \cdot \frac{2 \cdot r_L \cdot d[T]}{2 \pi \cdot l^2}$$

Photonenstreurrate

$$r_{\text{Scat}}[\delta] := \frac{\frac{\Gamma}{2} \left(\frac{I_L}{I_{\text{sat}}} \right)}{1 + \frac{I_L}{I_{\text{sat}}} + \frac{4 \cdot \delta^2}{\Gamma^2}}$$

Anzahl auf Kamera gestreuten Photonen pro Atom

$$n_{\text{Scat}}[T] := \frac{2 \cdot r_L}{v[T]} \cdot r_{\text{Scat}}[\delta] \cdot a$$

Anzahl streuender Atome in der Falle zu einem Zeitpunkt

$$N_{\text{Center}}[T] := \text{flow}[T] \cdot \frac{2 \cdot r_L}{v[T]}$$

abgeschätzte gemessene Leistung

$$\mathbf{Ptot[T]} := \mathbf{NCenter[T]} * \mathbf{rScat[\delta]} * \mathbf{a} * \mathbf{Eph}$$

Verlust an Ofeninhalte pro Sekunde in Prozent (Ytterbium-Volumen im Ofen $\sim 1 \text{ mm}^3$)

$$\mathbf{verlust[T]} := \mathbf{Zw[T]} * \pi * \mathbf{rO}^2 * \frac{174}{(28 * 10^{-3}) * (6 * 10^{23})} * 100$$

Erwartete Messwerte:

Leistung bei einer Temperatur von 950 K (in μW)

$$\mathbf{Ptot[950]} * 10^6$$

104.813

Verlust an Ofeninhalte bei einer Temperatur von 950 K und einer Pulsdauer von 450 ms in %

$$\mathbf{verlust[950]} * 0.45$$

0.131085

6.2 Arduino Quellcode zur Pulssteuerung

```
//Status des Betriebs wird über drei LEDs angezeigt:  
//grün:Puls-Betrieb , gelb:Akkus laden , rot:Strompuls  
  
//Eingabeparameter:  
int ampPWM = 255; //Stromstärke: 0 = minimal, 255 = maximal  
unsigned long stromzeit = 450; //Pulsdauer in Millisekunden  
int zeit = 6; //Zeit zwischen Pulsen in Sekunden  
unsigned long jetzt = 0;  
  
//verwendete Pins:  
//LEDs:  
int ledBetrieb = 31;  
int ledAufladen = 35;  
int ledFeuern = 39;  
//Trigger-Signal und Stellung An-Aus-Schalter:  
int inputSignal = 45;  
int inputModus = 48;  
//Schaltsignale für Transistor-Schalter und Relais:  
int out = 44;  
int relayOn = 12;  
int relayBrake = 9;  
int relayPWM = 3;  
//Referenzsignal für Regelkreis:  
int ampSet = 10;  
  
void setup() {  
  
//InputPins:  
pinMode(inputSignal , INPUT);  
digitalWrite(inputSignal , LOW);  
pinMode(inputModus , INPUT);  
digitalWrite(inputModus , LOW);  
  
//LED-Pins:  
pinMode(ledBetrieb , OUTPUT);  
digitalWrite(ledBetrieb , LOW);  
pinMode(ledAufladen , OUTPUT);  
digitalWrite(ledAufladen , LOW);
```

```

pinMode(ledFeuern , OUTPUT);
digitalWrite(ledFeuern , LOW);

//Output-Pins:
pinMode(out , OUTPUT);
pinMode(ampSet , OUTPUT);
pinMode(relayOn , OUTPUT);
pinMode(relayBrake , OUTPUT);
pinMode(relayPWM, OUTPUT);

analogWrite(ampSet , ampPWM);
}

void loop() {
  //Nullsignal
  digitalWrite(out,LOW);
  digitalWrite(relayOn , HIGH);
  analogWrite(relayPWM, 0);
  digitalWrite(relayBrake , HIGH);

  //Abfragen, ob "Betrieb" oder "Laden"-Modus
  int Modus = digitalRead(inputModus);
  if (Modus == 1 ) // für Modus = Aufladen
  {
    //LEDs schalten:
    digitalWrite(ledAufladen , HIGH);
    digitalWrite(ledBetrieb , LOW);
    digitalWrite(relayBrake , HIGH);

  }
  else //Modus = Betrieb
  {
    //LEDs schalten:
    digitalWrite(ledAufladen , LOW);
    digitalWrite(ledBetrieb , HIGH);
  }

  //Nullsignal
  digitalWrite(out , LOW);

```

```

digitalWrite(relayBrake , HIGH);

if (Modus == 0 ) //für Modus = Betrieb
{
    //Sicherungen
    boolean signal = (digitalRead(inputSignal)== HIGH);
    // Abfrage, ob ein Trigger-Signal vorliegt
    boolean sicherung = ( ( millis()/1000)-jetzt ) > zeit ;
    // Abfrage, ob Sicherungszeit verstrichen ist
    // millis() gibt Zeit seit Programmstart in ms
    if (signal && sicherung )
    //falls beide Abfragen positiv erfolgt Pulssequenz
    {
        jetzt = millis()/1000;
        digitalWrite(ledFeuern , HIGH);
        digitalWrite(relayOn , HIGH);
        analogWrite(relayPWM, 255);
        digitalWrite(relayBrake , LOW);
        delay(50);
        digitalWrite(out , HIGH);
        delay(stromzeit);
        digitalWrite(out , LOW);
        delay(50);
        digitalWrite(relayBrake , HIGH);
        analogWrite(relayPWM, 0);
        digitalWrite(ledFeuern , LOW);
    }
}

//Nullsignal
digitalWrite(out , LOW);
digitalWrite(relayBrake , HIGH);

}

```

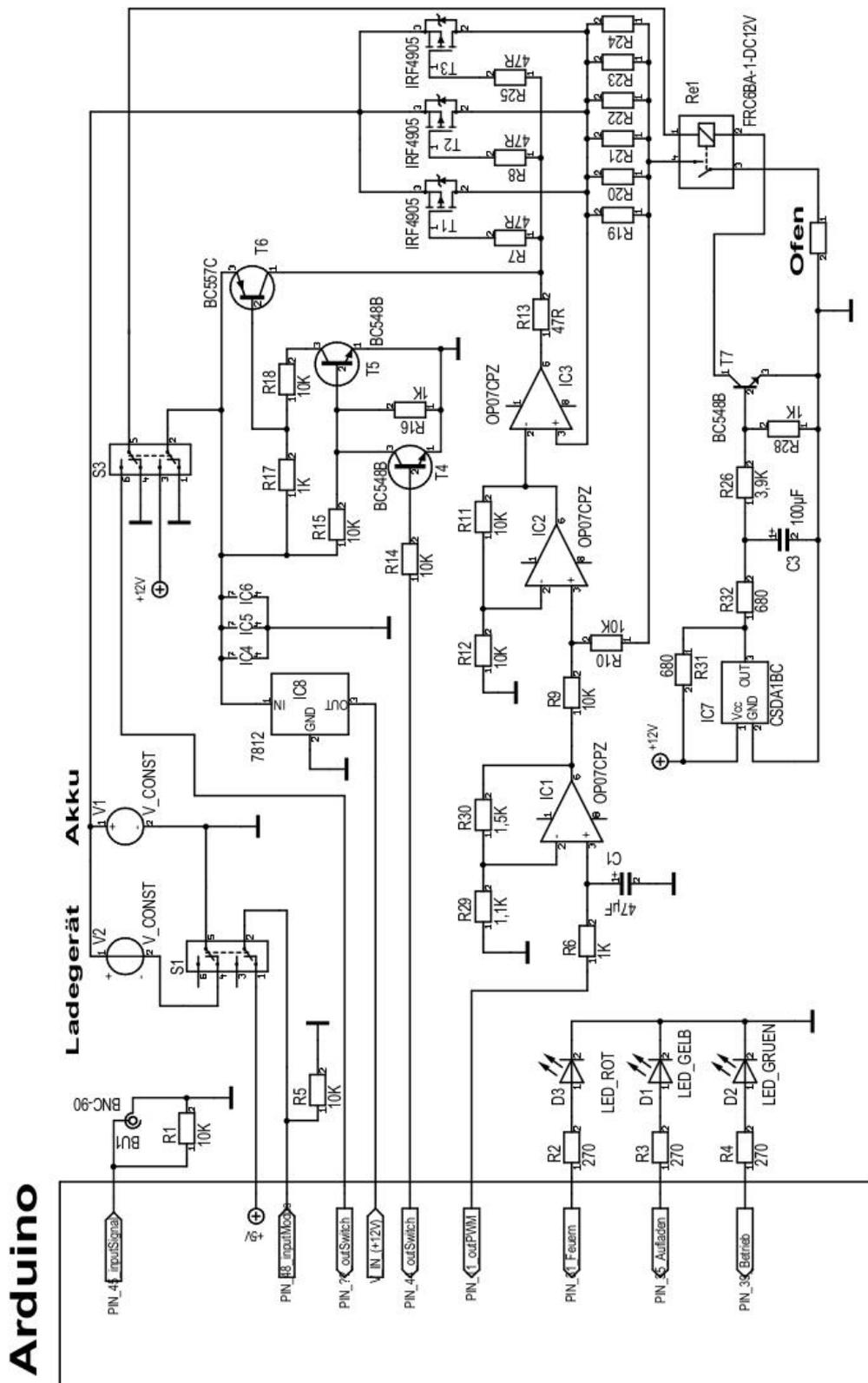


Abbildung 6.1: Vollständiger Schaltplan der Elektronik zur Pulserzeugung aus Kapitel 4. Vom Mikrocontroller sind nur die Verbindungen zur Schaltung dargestellt. Der Schaltplan wurde mit dem Programm *Target 3001* entworfen.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Konzept Penning- und Paul-Falle	4
2.2	Schematische Darstellung einer linearen Paul-Falle	5
2.3	14 als Qubits nutzbare Ionen in einer Paul-Falle der Gruppe Blatt.	9
3.1	Levelschema	11
3.2	Schematischer Aufbau eines ECDLs	13
3.3	CAD-Zeichnung des Resonatorkörpers aus Zerodur	14
3.4	Optischer Aufbau des Pound-Drever-Hall-Verfahrens	16
3.5	Zeeman-Aufspaltung der magnetischen Zustände und optische Übergänge .	17
3.6	Schematische Darstellung des DAVLL-Signals	18
3.7	Skizze des optischen Aufbaus zur DAVLL-Methode	19
3.8	Sättigung der Absorption	20
3.9	Absorptionssignal DAVLL	21
3.10	Auswirkung Ytterbium-Isotope	21
3.11	Schematische Darstellung des Lasersystems	23
3.12	3D-Zeichnung des bisherigen Aufbaus	24
3.13	Optischer Aufbau an der Vakuumkammer	25
3.14	Blick in das geöffnete Lasergehäuse von oben	26
3.15	Seitenansicht des neuen Laseraufbaus	27
3.16	Temperaturabhängigkeit der emittierten Wellenlänge	28
3.17	Emittierte Leistung der Diode	29
3.18	Die aus Abb.3.17 bestimmte Laserschwelle als Funktion der Temperatur . .	30
3.19	Ausgangsleistung der Diode in Abhängigkeit der Temperatur	30
3.20	Aufbau des 369.5 nm-Lasers	31
3.21	Erste Messung der Absorption im Galvatron bei 369.5 nm	32
4.1	CAD-Zeichnung des Ofens	34
4.2	Ytterbium-Ofen und Paul-Falle	35
4.3	Regelkreis	37
4.4	Schaltbild P-Kanal-MOSFET und Inverter	38
4.5	Schaltplan PWM-Wandler und Verdoppler	39
4.6	Interlock-Schaltung	40

4.7	Aufnahme der Hochstromquelle mit Akkus	42
4.8	Blick in das geöffnete Gehäuse der Hochstromquelle	42
4.9	Detailaufnahme der Steuerungsplatine	43
4.10	Gemessener Strom durch den Testofen	44
4.11	Sicht von oben auf den Ofen	45
4.12	Dargestellt ist die Glühfarbe von Metall bei verschiedenen Temperaturen, entnommen aus Referenz [25].	47
4.13	Zu erwartende Fluoreszenzleistung	48
4.14	Querschnitt der Vakuumkammer und des Mikroskops	49
4.15	Abbildung einer Endkappen-Elektroden	50
5.1	Dargestellt ist eine Skizze des Umladeprozesses von der RF- zur Dipol-Falle, entnommen aus Referenz [33].	53
6.1	vollständiger Schaltplan	60

Literaturverzeichnis

- [1] H. Häffner, C. F. Roos, R. Blatt. Quantum computing with trapped ions. arXiv:0809.4368v1
- [2] W. Paul. Elektromagnetic traps for charged and neutral Particles. 1990
- [3] J.I. Cirac, P. Zoller, Quantum Computations with Cold Trapped Ions, *Phys. Rev. Lett.* 74 20, 4091-4094 (1995)
- [4] F.M. Penning. Die glimmentladung bei niedrigem druck zwischen koaxialen zylindern in einem axialen magnetfeld, *Physica* 3 (9): 873-894, 1936.
- [5] C. Foot. Atomic Physics. *Oxford University Press*, 2004
- [6] D. Kielpinski, M. Cetina, JA Cox, and F.X. Kaertner. Laser cooling of trapped ytterbium ions with an ultraviolet diode laser. *Optics Letters*, 31(6):757-759, 2006.
- [7] Marc R. Momme. Aufbau eines Lasersystems zum Photo-Ionisieren von Ytterbium, 2013.
- [8] Phillip Wieburg. Ein hochstabiler optischer Resonator zur Frequenzstabilisierung eines Diodenlasers im ultravioletten Spektralbereich, 2012.
- [9] Phillip Wieburg. A Linear Paul Trap for Ytterbium Ions, 2014.
- [10] Jascha Zander. Aufbau eines Lasersystems zur Kühlung von Ytterbium(+)-Ionen, 2013.
- [11] Andreas Kerkmann. Aufbau eines Diodenlasersystems bei 935 nm für die Quanteninformationsverarbeitung, 2013.
- [12] E.D. Black. An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization. *American Journal of Physics*, 69:79, 2001.
- [13] Christoph Zipkes. A Trapped Single Ion Inside a Bose-Einstein Condensate. PhD thesis, University of Cambridge, 2011.
- [14] Martin John Madsen. Advanced ion trap development and ultrafast laserion interactions. PhD thesis, University of Michigan 2006.

- [15] A. Laprade, P. Blumenröther. Wichtige Aspekte bei der Parallelschaltung von MOS-FETs. *D&V Kompendium* 2004/2005.
- [16] J.I. Kim, C.Y. Park, J.Y. Yeom, E.B. Kim, and T.H. Yoon, *Opt. Lett.* 28, 245 2003.
- [17] <http://de.wikipedia.org/wiki/Taupunkt> 28.09.2014 20:30 Uhr
- [18] SA King, RM Godun, SA Webster, HS Margolis, LAM Johnson, K Szymaniec, PEG Baird, and P Gill. Absolute frequency measurement of the $^2S_{1/2}-^2F_{7/2}$ electric octupole transition in a single ion of $^{171}\text{Yb}^+$ with 10^{-15} fractional uncertainty. *New Journal of Physics*, 14(1):013045, 2012.
- [19] S. Olmschenk, KC Younge, DL Moehring, DN Matsukevich, P. Maunz, and C. Monroe. Manipulation and detection of a trapped Yb^+ hyperfine qubit. *Physical Review A*, 76(5):52314-52314, 2007.
- [20] R. Maruyama. Optical trapping of ytterbium atoms. PhD thesis, University of Washington, 2003.
- [21] C. Balzer, A. Braun, T. Hannemann, C. Paape, M. Ettl, W. Neuhauser, and C. Wunderlich. Electrostatically trapped Yb^+ ions for quantum information processing. *Physical Review A*, 73(4):041407, 2006.
- [22] Drever, R., Hall, J., Kowalski, F., Hough, J., Ford, G., Munley, A., and Ward, H. (1983). Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Applied Physics B*, 31 (2):97-105.
- [23] K.L. Corwin, Z.-T. Lu, C.F. Hand, R.J. Epstein, and C.E. Wieman, *Appl. Opt.* 37, 3295 (1998)
- [24] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König and T. Hänsch. A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. *Optics Communications* 117(5-5):541-549.
- [25] <http://www.hearth.com/talk/wiki/know-temperature-when-metal-glows-red/>
28.09.2014 20:30 Uhr
- [26] D.J. Berkeland, J.D. Miller, J.C. Bergquist, W.M. Itano, and D.J. Wineland. Minimization of ion micromotion in a Paul trap. *Journal of Applied Physics*, 83(10):5025-5033, 1998.
- [27] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P.E. Toschek, and H. Dehmelt. Localized visible Ba^+ mono-ion oscillator. *Physical Review A*, 22(3):1137, 1980.
- [28] T. Sauter, R. Blatt, W. Neuhauser, and P.E. Toschek. Quantum jumps observed in the fluorescence of a single ion. *Optics Communications*, 60(5):287-292, 1986.

- [29] H.M. Meyer, M. Steiner, L. Ratschbacher, C. Zipkes, M. Köhl (2012). Laser spectroscopy and cooling of Yb⁺ ions on a deep-UV transition. *Physical Review A*, 85(012502).
- [30] P. Horowitz, W. Hill. The Art of Electronics. Cambridge University Press, 1980, 1989.
- [31] O. Svelto. Principles of Lasers. Springer Verlag, 2009.
- [32] Martin Enderlein. Optical ion trapping for (scalable) quantum simulations and ultracold chemistry experiments. PhD thesis, Universitätsbibliothek Freiburg, 2013.
- [33] Ch. Schneider, M. Enderlein, T. Huber and T. Schaetz. Optical trapping of an ion. *Nature Photonics* 4, 772-775 (2010)
- [34] Leon Karpa, Alexei Bylinskii, Dorian Gangloff, Marko Cetina, and Vladan Vuletic. Suppression of ion transport due to long-lived subwavelength localization by an optical lattice. *Physical Review Letters*, 111(16):163002, 2013.
- [35] M.A. Nielsen and I.L. Chuang. Quantum computation and quantum information. Cambridge University Press, 2010.
- [36] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe, D. Wineland. Quantum dynamics of single trapped ions. *Review of Modern Physics* 75, 2003
- [37] P. W. Shor. Scheme for Reducing Recoherence in Quantum Computer Memory. *Phys. Rev. A*, 52(4):2493-2496, 1995.
- [38] Anders Sørensen and Klaus Mølmer. Quantum Computation with Ions in Thermal Motion. *Phys. Rev. Lett.*, 82(9):1971-1974, 1999.
- [39] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, W. K. Wootters, Teleporting an Unknown Quantum State via Dual Classical and Einstein-Podolsky-Rosen Channels, *Phys. Rev. Lett.* 70, 1895-1899 (1993)
- [40] R. P. Feynman, Simulating Physics with Computers. *Int. J. Theor. Phys.* 21, 467(1982)
- [41] D.P. DiVincenzo, *Phys. Rev. A* 51, 1015 (1995)
- [42] P. Shor, in Proc. 35th Annu. Symp. on the Foundations of Computer Science (ed. Goldwasser, S.) 124-134 (IEEE Computer Society Press, Los Alamitos, California, 1994).
- [43] S. Lloyd, Universal quantum simulators. *Science* 273 (5278): 1073-78 (1996)
- [44] D. Porras and J.I. Cirac. Effective Quantum Spin Systems with Trapped Ions. *Phys. Rev. Lett.* 92(20):207901 1-4, 2004

Eidesstattliche Erklärung

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

Hamburg, den 02.10.2014