

AARON GÖTZELMANN

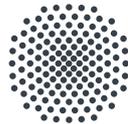
# Aufbau eines optischen Gitters zur Charakterisierung eines Ionenmikroskops

Bachelorarbeit

eingereicht am

5. Physikalischen Institut

der



**Universität Stuttgart**

Prüfer:

PROF. DR. TILMAN PFAU

Stuttgart, den 11. Februar 2019



## **Erklärung**

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit »Aufbau eines optischen Gitters zur Charakterisierung eines Ionenmikroskops« selbstständig und ohne Zuhilfenahme von nicht angegebenen Quellen angefertigt habe. Inhalte, die wörtlich oder dem Sinne nach aus anderen Materialien entnommen sind, sind als solche gekennzeichnet. Die Arbeit ist nicht Teil eines anderen Prüfungsverfahrens und stimmt mit der elektronisch abgegebenen Version überein.

Aaron Götzelmann

Stuttgart, den 11. Februar 2019



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Licht als Welle . . . . .	3
2.2	Michelsoninterferometer . . . . .	4
2.3	Gauß'sche Optik . . . . .	5
2.3.1	Der Gaußstrahl . . . . .	5
2.3.2	Eigenschaften . . . . .	6
2.3.3	Matrix-Optik . . . . .	7
2.4	Rubidium . . . . .	8
2.5	Wärmeausdehnung von Festkörpern . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Experimentelle Resultate</b>	<b>11</b>
3.1	Thermische Ausdehnung . . . . .	11
3.1.1	Aufbau und Messmethode . . . . .	12
3.1.2	Ergebnisse . . . . .	13
3.2	Charakterisierung der Lichtblattlinse . . . . .	16
3.2.1	Experimentelle Vermessung der Foki . . . . .	17
3.2.2	Simulationen . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Realisierung eines optischen Gitters</b>	<b>24</b>
4.1	Mechanische Anforderungen an den Halter . . . . .	24
4.2	Anforderungen an die optischen Elemente . . . . .	25
4.3	Umsetzung . . . . .	29
4.3.1	Mechanische Umsetzung . . . . .	29
4.3.2	Optische Umsetzung . . . . .	32
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>34</b>
<b>A</b>	<b>Technische Zeichnungen</b>	<b>36</b>



# 1 Einleitung

Die Vorstellung von Licht hat sich im Laufe der Jahrhunderte grundlegend verändert. Schon in der Antike wurde Licht eine Strahlennatur zugeschrieben [AA<sup>+</sup>16]. Dieses Erkenntnis ergab sich aus der Beobachtung von Schatten beleuchteter Objekte. Durch dieses Strahlenmodell war es Tycho Brahe (1546-1601) möglich Abbildungssysteme von Lupen bis hin zu optischen Mikroskopen zu entwickeln.

Als zu Beginn des 19. Jahrhunderts jedoch Lichtphänomene beobachtet wurden, die nicht zum Strahlmodell passten, sondern vielmehr eine Wellennatur des Lichts vermuten ließen, entwickelten T. Young (1773-1829) und A. P. Fresnel (1788-1827) eine Wellentheorie. Die Maxwellgleichungen verhalfen dieser Theorie endgültig zum Durchbruch. Aus diesen Gleichungen – entwickelt von J. C. Maxwell (1831-1879) – ließen sich nämlich Wellengleichungen für elektrische und magnetische Felder herleiten, welche die überraschenden Beobachtungen erklären konnten. [Mes08]

Ein weiteres Jahrhundert später wurde von G. R. Kirchhoff (1824-1887) und R. Bunsen (1811-1899) entdeckt, dass jedes chemische Element ein spezifisches Spektrum besitzt, welches nicht – wie aus der Wellentheorie vermutet – kontinuierlich, sondern diskret ist. Unter anderem auf Basis dieser Beobachtungen entwickelte N. Bohr (1885-1962) das Bohr'sche Atommodell und legte damit einen wichtigen Grundstein der Atomphysik. Noch vor der Einführung des Bohr'schen Atommodells beobachteten H. Hertz (1857-1894) und W. Hallwachs (1859-1922), dass eine mit ultraviolettem Licht bestrahlte Metallplatte Elektronen emittiert. A. Einstein (1879-1955) interpretierte quantitative Messungen von P. Lenard (1862-1947) mit seiner Lichtquantenhypothese. [Bau08][Dem16][Sch10][ST91]

Wenig später sagte Einstein den Laser voraus, mit dessen Umsetzung durch T. Maiman (1927-2007) im Jahr 1960 wohl eine der wichtigsten Erfindungen des 20. Jahrhunderts gemacht wurde.

In unserem Alltag ist der Laser nicht mehr wegzudenken. Seine Anwendung reicht von der Materialbearbeitung über die Metrologie und die Medizin bis hin zur Haushaltstechnik, wo er in DVD-Spielern zum Einsatz kommt. Doch nicht nur im Alltag brachte der Laser große Fortschritte: Mit ihm wurde ein mächtiges Werkzeug für die Wissenschaft erschaffen. Durch sein schmales Frequenzspektrum ist es möglich, präzise Spektren zu vermessen und ultrakalte Atome zu erzeugen und zu kontrollieren [Fis10]. So wird heutzutage Laserlicht in vielen Laboren routinemäßig zum Kühlen zahlreicher Elemente und

Moleküle eingesetzt [MS99]. Dies ermöglicht es ultrakalte Atome in optischen Gittern zu fangen, um Quantenphänomene in Vielteilchensystemen zu untersuchen [Blo05]. Solche optische Potentiale bilden zudem eine hervorragende Plattform, um Quantensimulatoren zu realisieren [N<sup>+</sup>14].

Im Rahmen dieser Arbeit wird der Aufbau eines optischen Gitters zur Charakterisierung eines Ionenmikroskops entwickelt. Das Ionenmikroskop stellt in Kombination mit einem Delayline-Detektor<sup>1</sup> eine Möglichkeit dar, Rydbergatome räumlich aufgelöst abzubilden. Die verwendeten Rubidiumatome werden im Inneren einer Vakuumkammer über einen Zweiphotonenprozess in einen hohen elektronischen Zustand angeregt. Die Anregung findet über den  $6P_{3/2}$ -Zwischenzustand statt, der aus dem Grundzustand mittels eines 420 nm-Lasers erreicht wird. Der Rydbergzustand wird durch einen 1020 nm-Laser angeregt. Anschließend werden in der Experimentierkammer des existierenden Aufbaus Rydbergatome feld- oder photoionisiert und nach Durchlaufen der Ionenoptik mittels einer Mikrokanalplatte und einem Delayline-Detektor abgebildet. Zur Charakterisierung und Kalibrierung werden keine Rydbergatome benötigt, weshalb die Atome aus dem Zwischenzustand direkt mit einem retroreflektierten 1010 nm-Laser photoionisiert werden. Die Retroreflektion führt zu einer wohldefinierten räumlich periodischen Ionisation, welche zur Charakterisierung und Kalibrierung des Ionenmikroskops verwendet werden kann. In einer vorangegangenen Arbeit wurde ein Akkordeongitter mit variabler Gitterperiode aufgebaut, welches das Kalibrieren des Mikroskops erleichtert [Sch18b]. Da aber die Gitterkonstante des Akkordeongitters nicht exakt bekannt ist und dessen Gitterperiode etwa um den Faktor zehn größer ist als die simulierte Auflösung des Ionenmikroskops (circa 100 nm), ist ein Gitter kleinerer, exakt bekannter Gitterperiode notwendig, um das Mikroskop bei großen Vergrößerungen zu charakterisieren. Ein solches Gitter wird im Rahmen dieser Arbeit geplant und getestet, damit es in den Aufbau integriert werden kann.

Die theoretischen Grundlagen werden in Kapitel 2 besprochen. Bei der Realisierung des optischen Gitters spielt die thermische Stabilität des Aufbaus eine zentrale Rolle. Kapitel 3 beinhaltet deshalb Experimente zur thermischen Ausdehnung der Vakuumkammer. Weiterhin werden die Eigenschaften zweier optischer Linsen untersucht, welche potentiell im Aufbau Verwendung finden. Die Experimente führen zu einem Design eines Linsen- und Spiegelhalters in Kapitel 4. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick auf Optimierungsmöglichkeiten und weiterführende Experimente gegeben.

---

<sup>1</sup>DLD40EP der Firma RoentDek

## 2 Theoretische Grundlagen

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein optisches Gitter aufgebaut. In diesem Kapitel werden die Grundlagen besprochen, die notwendig sind, um die Arbeit zu verstehen. Es werden theoretische Grundlagen ebenso wie Messmethoden, Eigenschaften des untersuchten Rubidiums und thermische Eigenschaften von Festkörpern behandelt.

### 2.1 Licht als Welle

Aus den Maxwellgleichungen lässt sich eine Wellengleichung herleiten. Diese wird unter anderem durch eine ebene Welle der Form

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = \Re \left( \vec{E}_0 \cdot \exp \left( i \left( \vec{k} \cdot \vec{x} - \omega \cdot t \right) \right) \right) \quad (2.1)$$

gelöst [Dem17]. Dabei ist  $\vec{E}_0$  die Amplitude,  $\omega$  die Kreisfrequenz,  $t$  die Zeit und  $\vec{x}$  die Raumkoordinate.  $\Re$  beschreibt den Realteil. Der Wellenvektor  $\vec{k}$  ergibt sich im Vakuum, wo für die Dielektrizitätszahl  $\epsilon_r$  und die magnetische Permeabilität  $\mu_r$  die Beziehung  $\epsilon_r = \mu_r = 1$  gilt, zu

$$|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}. \quad (2.2)$$

Dabei beschreibt  $\lambda$  die Wellenlänge und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit<sup>1</sup>. Die beschriebene elektromagnetische Welle zeichnet sich dadurch aus, dass die Schwingungsebenen von magnetischem und elektrischem Feld senkrecht aufeinander stehen. Die Ebene, in der das elektrische Feld schwingt, definiert die Polarisation. Ist die Polarisation wohldefiniert, so spricht man von linear oder elliptisch (siehe unten) polarisiertem Licht. Bei ungeordneter Polarisation spricht man von unpolarisiertem Licht.

Überlagern sich zwei Lichtbündel, so gilt für die elektrischen Felder das Superpositionsprinzip. Für zwei elektrische Felder  $\vec{E}_1$  und  $\vec{E}_2$  ergibt sich das resultierende Feld zu

$$\vec{E}_{\text{res}} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2. \quad (2.3)$$

---

<sup>1</sup>Analog ergibt sich eine Gleichung für das magnetische Feld.

So ergeben zwei kopropagierende, linear polarisierte Strahlen, die nicht parallel polarisiert und in ihrer Phase verschoben sind, elliptisch polarisiertes Licht, bei dem die Schwingungsebene des elektrischen Feldes um die Ausbreitungsachse rotiert.

Überlagern sich gegenläufige Lichtstrahlen, deren Polarisations Ebenen parallel stehen und deren Frequenzen gleich sind, so bildet sich eine stehende Welle aus. Da die Intensität proportional zum Quadrat der elektrischen Feldstärke ist ( $I \propto |E|^2$ ), ist die Lichtintensität an den Wellenbäuchen der stehenden Welle hoch, während sie an den Knoten verschwindet.

Diese Eigenschaft macht man sich beim optischen Gitter zu Nutze: Zwei kontrapropagierende Laserstrahlen werden in einer Atomwolke überlagert. Daraus ergibt sich eine stehende Welle aus Laserlicht. Da nun räumlich periodisch Intensitätsmaxima auftreten, tritt räumlich modulierte Licht-Materie-Wechselwirkung auf. Experimentell kann das entweder durch zwei kontrapropagierende Laserstrahlen oder durch einen Laserstrahl realisiert werden, der an einem Spiegel in sich retroreflektiert wird. Da sich an Spiegeln immer Wellenknoten ausbilden, steht die Position der Intensitätsmaxima in direkter Korrelation zur Spiegelposition.

Ist die Lichtfrequenz weit von der Resonanzfrequenz des Atoms verstimmt, so kann dies genutzt werden, um mit Hilfe der Dipolkraft Atome in periodischen Gitterstrukturen zu fangen [GWO99]. Ist das Licht in Resonanz mit den Atomen, so können diese räumlich moduliert angeregt werden (siehe Kapitel 2.4). Letzteres wird in dieser Arbeit verwendet.

## 2.2 Michelsoninterferometer

Ein Michelsoninterferometer macht sich das Phänomen der Interferenz zu Nutze, welches auftritt, wenn zwei Lichtwellen gleicher Polarisation überlagert werden (vergleiche Kapitel 2.1). Zwei kopropagierende, ebene Wellen  $\vec{E}_1$  und  $\vec{E}_2$  gleicher Wellenlänge mit den Amplituden  $E_1$  und  $E_2$  interferieren nach den Gleichungen (2.1) und (2.3) mit  $I \propto E^2$  zu einer Gesamtintensität von

$$I_{\text{ges}} \propto \left| \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \right|^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos \left( \Delta\phi + 2|\vec{k}| \sin \left( \frac{\theta}{2} \right) z \right), \quad (2.4)$$

wobei  $\Delta\phi$  die Phasendifferenz der beiden ebenen Wellen und  $\theta$  den Winkel zwischen den beiden Wellenvektoren beschreibt [Sch18b]. Bei konstantem Winkel  $\theta \neq 0$  erhält man also ein kosinusförmiges Interferenzmuster, das bei unterschiedlichen Amplituden der elektrischen Felder mit einem konstanten Hintergrund versehen ist. Aus der Gleichung geht hervor, dass die Maxima und Minima bei Änderung der Phasendifferenz ihre Position ändern. Dies macht man sich zu Nutze um relative Längenänderungen zu messen.

Experimentell wird das umgesetzt, indem man einen Laserstrahl an einem nichtpolarisierendem Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufteilt, die nach gewissen Strecken  $\tilde{s}_1$  und  $\tilde{s}_2$  an Spiegeln reflektiert werden. Am Strahlteiler werden die Strahlen wieder überlagert und auf einen Schirm gelenkt, auf dem das oben beschriebene Interferenzmuster beobachtet wird. Ein schematischer Aufbau ist in Abbildung 2.1 abgebildet. Der Winkel  $\theta$  wird durch Justage der Spiegel eingestellt.

Auf diese Art und Weise ist es möglich, relative Längenänderungen zwischen den beiden Strecken  $\tilde{s}_1$  und  $\tilde{s}_2$  zu messen. Entspricht die relative Längenänderung einer halben Wellenlänge des verwendeten Lichts, so verschiebt sich das Interferenzmuster um eine Periode<sup>2</sup>.

In dieser Betrachtung wird vernachlässigt, dass die Laserstrahlen keine ebenen Wellen, sondern Gaußstrahlen sind, was zu einem räumlich begrenzten Interferenzbild führt.

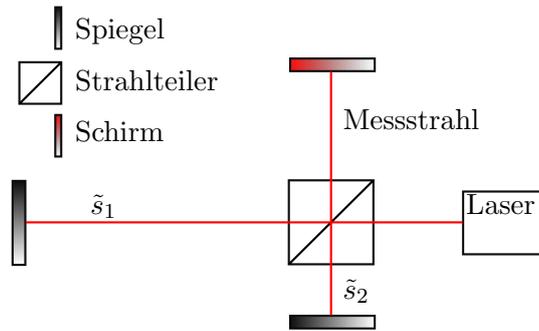


Abbildung 2.1: Abgebildet ist der schematische Aufbau eines Michelsoninterferometers.

## 2.3 Gauß'sche Optik

### 2.3.1 Der Gaußstrahl

Ein Laserstrahl besitzt typischerweise ein sehr schmales Frequenzspektrum und breitet sich paraxial aus, das heißt seine komplexe Einhüllende  $A(\vec{x})$  ändert sich nur langsam. Für einen solchen paraxialen Strahl mit dem Wellenvektor  $\vec{k}$  vereinfacht sich die Wellengleichung der Maxwelltheorie zur skalaren, paraxialen Helmholtzgleichung

$$\left(\nabla^2 + k^2\right) E(\vec{x}) = 0. \tag{2.5}$$

Setzt man zur Lösung einen in  $z$ -Richtung propagierenden Strahl

$$E(\vec{x}) = A(\vec{x}) \exp(-ikz) \tag{2.6}$$

an, so erkennt man, dass für die Einhüllende

$$\nabla^2 A(\vec{x}) - i2k \frac{\partial A}{\partial z} = 0 \tag{2.7}$$

<sup>2</sup>Halbe Wellenlänge, da durch die Reflexion die relative Längenänderung verdoppelt wird.

gelten muss. Die Lösung dieser Gleichung ergibt

$$E(\vec{x}) = A_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{\rho^2}{w^2(z)}\right) \exp\left(-ikz - ik\frac{\rho^2}{2R(z)} + i\zeta(z)\right). \quad (2.8)$$

Dabei ist  $A_0$  eine komplexe Amplitude und  $\rho^2 := x^2 + y^2$  das Quadrat des radialen Abstands zur Ausbreitungsachse. Die erste Exponentialfunktion beschreibt den radialen Verlauf des elektrischen Feldes. Man erkennt die Form einer Gaußfunktion, weshalb dieses Strahlmodell Gaußstrahl genannt wird. Die zweite Exponentialfunktion beschreibt die oszillierenden Anteile. Auf die weiteren Parameter des Gaußstrahls wird im folgenden Abschnitt eingegangen. [ST91]

### 2.3.2 Eigenschaften

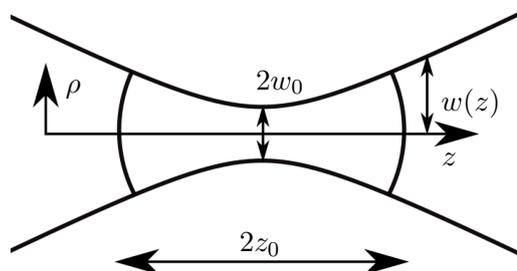


Abbildung 2.2: Dargestellt sind charakteristische Parameter eines Gaußstrahls wie die Strahlweite  $2w_0$ , die Rayleighlänge  $z_0$  und der Strahlradius  $w(z)$ .

**Strahlweite:** Sie ist der minimale Strahldurchmesser. Dieser befindet sich in Gleichung (2.8) an der Stelle  $z = 0$ . Die Strahlweite beträgt  $2w_0$  und hängt über

$$w_0^2 = \lambda \frac{z_0}{\pi} \quad (2.9)$$

von der Wellenlänge  $\lambda$  und der Rayleighlänge  $z_0$  (siehe unten) ab [Mes08].

**Strahlradius:** Der Strahlradius ist an der Stelle  $z$  durch

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (2.10)$$

gegeben. Da sich Gleichung (2.8) auf das elektrische Feld bezieht und nicht auf die Intensität, ergibt sich das axiale Intensitätsprofil zu

$$I(\rho) = I_0 \cdot \exp\left(-2 \cdot \left(\frac{\rho}{w(z)}\right)^2\right). \quad (2.11)$$

Man bezeichnet  $2w(z)$  als den  $1/e^2$ -Durchmesser des Strahls. Dieser ist so definiert, dass die Intensität bei  $w(z)$  auf  $1/e^2$  von ihrem Maximalwert abgefallen ist [Mes08].

**Rayleighlänge:** Die Rayleighlänge  $z_0$  beschreibt den Bereich um den Fokus, in dem der Strahl als kollimiert angenommen werden kann. Die Rayleighlänge wird dadurch charakte-

risiert, dass der Strahlradius bei  $z_0$  auf das  $\sqrt{2}$ -fache von  $w_0$  angewachsen ist. Entsprechend ist die Intensität bei  $z = z_0$  auf der optischen Achse auf die Hälfte ihres Maximalwerts abgefallen [Mes08]. Die Rayleighlänge berechnet sich zu

$$z_0 = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda}. \quad (2.12)$$

Die oben beschriebenen Größen sind in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt.

**Radius der Wellenfronten:** Der Radius der Wellenfronten  $R(z)$  ist ortsabhängig und wird mittels

$$R(z) = z \left( 1 + \left( \frac{z_0}{z} \right)^2 \right) \quad (2.13)$$

berechnet [Mes08]. Daraus geht hervor, dass  $R(z)$  bei  $z_0$  einen Minimalwert annimmt und für  $z = 0$  gegen unendlich strebt.

**Gouy-Phase:** Die Gouy-Phase  $\zeta(z)$  beschreibt die Phasendifferenz des Gaußstrahls im Vergleich zu einer ebenen Welle [ST91][Mes08]. Sie berechnet sich zu

$$\zeta(z) = \arctan \left( \frac{z}{z_0} \right). \quad (2.14)$$

### 2.3.3 Matrix-Optik

In der geometrischen Optik können Lichtstrahlen durch den Abstand  $r$  des Strahls von der optischen Achse sowie den Winkel  $\alpha$ , den der Strahl mit der optischen Achse einschließt, charakterisiert werden. Die beiden Größen werden im Vektor  $\vec{s} = (r, \alpha)^T$  zusammengefasst. Um die Propagation des Strahls durch verschiedene optische Elemente zu beschreiben, werden diese durch Matrizen dargestellt, die mittels Matrixmultiplikation mit dem Strahlvektor multipliziert werden. Im Allgemeinen handelt es sich um  $2 \times 2$ -Matrizen der Form

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}, \quad (2.15)$$

daher spricht man von  $ABCD$ -Matrizen. In Tabelle 2.1 sind die Matrizen für verschiedene optische Elemente aufgelistet.

Diese Matrizen lassen sich auch in der Gaußoptik anwenden: Die Verknüpfung findet

Operation	Matrix
Translation	$\begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
Brechung an ebener Fläche	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix}$
Brechung an gekrümmter Fläche	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_1-n_2}{n_2 \cdot R} & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix}$
dünne Linse/Hohlspiegel	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$

Tabelle 2.1:  $ABCD$ -Matrizen verschiedener Operationen:  $d$  entspricht der zurückgelegten Strecke. Der Strahl propagiert jeweils vom Medium mit Brechungsindex  $n_1$  in das Medium mit Brechungsindex  $n_2$ . Der Radius  $R$  der gekrümmten Fläche ist so definiert, dass  $R$  positiv ist, wenn die Fläche konvex ist. Die Brennweite der Linse beziehungsweise des Hohlspiegels ist durch  $f$  gegeben [Mes08].

mittels der Abbildung

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \circ q_0(z) := \frac{A \cdot q_0 + B}{C \cdot q_0 + D} \quad (2.16)$$

statt. Dabei beschreibt

$$q_0(z) = z + iz_0 \quad (2.17)$$

einen komplexen Strahlparameter. Es lässt sich zeigen, dass für  $q_0$

$$\frac{1}{q_0} = \frac{1}{R(z)} - i \cdot \frac{\lambda}{\pi \cdot w^2(z)} \quad (2.18)$$

gilt. Somit beschreibt der Strahlparameter die Eigenschaften des Gaußstrahls an der Stelle  $z$ . Mittels der Matrixoptik lassen sich also auch die Eigenschaften der Foki von Gaußstrahlen berechnen. [ST91]

## 2.4 Rubidium

Rubidium ist das Alkalimetall der fünften Periode des Periodensystems der Elemente und weist eine Kernladungszahl von 37 auf. Es kommt in Form von zwei natürlichen Isotopen vor: Mit etwa 72% natürlichem Vorkommen ist Rubidium 85 das häufigere der beiden Isotope [Ste03]. Im Experiment – wie in vielen atomphysikalischen Experimenten – wird

Rubidium 87 ( $^{87}\text{Rb}$ ) verwendet wird, weshalb dieses hier ein wenig genauer betrachtet werden soll.

Da Rubidium ein Alkalimetall ist hat es ein Valenzelektron. Die inneren vier Elektronenschalen sind abgeschlossen, deshalb bewegt sich das Valenzelektron für große Kernabstände hauptsächlich um den als punktförmig angenäherten Kern der Ladung  $+37e$  und die im Mittel sphärische Ladungsverteilung der inneren Elektronen mit einer Gesamtladung von  $-36e$ . Für große Abstände  $r$  des Elektrons vom Kern geht das Potential also gegen

$$V(r \rightarrow \infty) = \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (2.19)$$

Das führt dazu, dass die quantenmechanische Beschreibung für große Kernabstände analog zum Wasserstoffatom durchgeführt werden kann. Da der Atomrumpf eine endliche Ausdehnung hat und die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons für S-Zustände am Kernort nicht verschwindet, muss die Wasserstoffformel für die Bindungsenergie mit einem Quantendefekt  $\delta_{nlj}$  modifiziert werden [Gal16]. Dabei ist  $n$  die Hauptquantenzahl,  $l$  die Nebenquantenzahl, die den Bahndrehimpuls beschreibt und  $j$  die Gesamtdrehimpulsquantenzahl des Elektrons. Für die Bindungsenergie gilt

$$E_{nl} = -\frac{R_{\text{Rb}}}{(n - \delta_{nlj})^2}, \quad (2.20)$$

wobei  $R_{\text{Rb}}$  die Rydbergkonstante von Rubidium darstellt. Werte von  $\delta_{nlj}$  sind in entsprechenden Werken tabelliert. [Ben10]

Übergänge zwischen Zuständen mit einer Energiedifferenz  $\Delta E$  können optisch induziert werden, indem man Licht einstrahlt, dessen Energiequanten nach Einsteins Lichtquantenhypothese eben einer

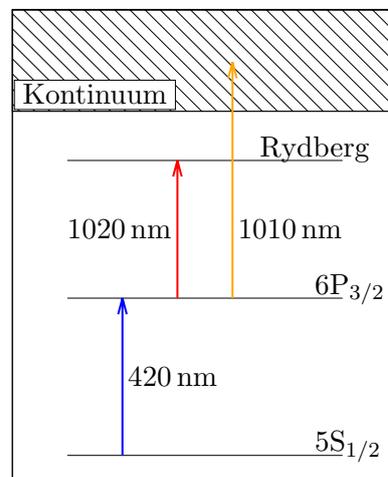


Abbildung 2.3: Anregungsschema von  $^{87}\text{Rb}$  in einen Rydbergzustand oder ins Kontinuum: Mit einem Laser der Wellenlänge 420 nm wird ein Elektron aus dem Grundzustand in den  $6P_{3/2}$  Zustand angeregt, aus dem man mit verschiedenen Lasern entweder einen Rydbergzustand anregen oder das Elektron vom Atomrumpf lösen kann. [Ilz14]

solchen Energiedifferenz

$$\Delta E = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (2.21)$$

entsprechen. Dabei ist  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $\lambda$  die Wellenlänge des Lichts. In Abbildung 2.3 ist das Energieschema von Rubidium 87 mit den für diese Arbeit wichtigen Zuständen und den Übergangswellenlängen eingetragen. [Ste03]

## 2.5 Wärmeausdehnung von Festkörpern

Festkörper dehnen sich bei Erwärmung aufgrund von Schwingungen des Kristallgitters aus. In erster Näherung gilt der lineare Zusammenhang zwischen Längenänderung  $\Delta l$  und Temperaturänderung  $\Delta T$

$$\Delta l = \alpha \cdot l_0 \cdot \Delta T. \quad (2.22)$$

Dabei ist  $l_0$  die ursprüngliche Länge und  $\alpha$  der lineare Wärmeausdehnungskoeffizient. [GM12]

## 3 Experimentelle Resultate

In diesem Kapitel wird der Effekt externer Einflüsse wie Temperatur und Vibrationen auf die Stabilität eines optischen Gitters untersucht. Dazu werden präzise interferometrische Messungen an der Experimentierkammer eines bestehenden Aufbaus durchgeführt, in welche das Gitter eingebracht wird. Außerdem werden zwei optische Linsen auf den mit ihnen minimal erreichbaren Fokusradius untersucht. Weiter wird der Einfluss eines Vakuumfensters auf die Fokusgrößen bestimmt. Dies wird sowohl mit Hilfe von Simulationen als auch experimentell untersucht. Die gewonnenen Erkenntnisse gehen in die Konstruktion eines Spiegel- und Linsenhalters zur Erzeugung eines optischen Gitters im Inneren der Experimentierkammer ein.

### 3.1 Thermische Ausdehnung

Das optische Gitter ist zur Kalibrierung und Charakterisierung eines Ionenmikroskops vorgesehen (vergleiche Kapitel 1). In einer vorangegangenen Arbeit wurde ein Akkordeongitter aufgebaut, bei dem die Gitterperiode zwischen  $3\ \mu\text{m}$  und  $7\ \mu\text{m}$  eingestellt werden kann [Sch18b]. Der Nachteil des Akkordeongitters ist allerdings, dass mit dem umgesetzten Aufbau keine Gitterperioden unter  $3\ \mu\text{m}$  realisiert werden können und die Gitterperiode nicht exakt bekannt ist. Aufgrund dessen wird in dieser Arbeit ein retroreflektiertes Gitter aufgebaut, dessen Periode genau der halben Wellenlänge des verwendeten Lichts entspricht. Des Weiteren wird mit dem retroreflektierten Gitter eine deutlich kleiner Gitterperiode erzielt als mit dem Akkordeongitter, weshalb damit stärkere Vergrößerungen des Ionenmikroskops charakterisiert werden können.

Um die Kalibrationsmessungen durchzuführen müssen am Gitter über einen geeigneten Zeitraum Messungen durchgeführt werden, um genügend Ionen mit dem Detektor zu detektieren und durch Integration über die gesamte Messdauer ein Bild des Gitters zu erhalten. Während diesem Zeitraum sollte das Gitter möglichst stabil sein, was in diesem Fall bedeutet, dass die Maxima und Minima des Gitters über den Messzeitraum räumlich konstant bleiben müssen. Da der Strahl ausreichend groß ist, ist die Ausrichtung zweitrangig. Die Positionen sind aber von großer Bedeutung; wenn diese zeitlich nicht konstant sind verwischen die Aufnahmen des Ionenmikroskops. Deshalb dürfen die Positionen der Extrema im Laufe der Messung nur um einen Bruchteil der Gitterperiode schwanken. Da

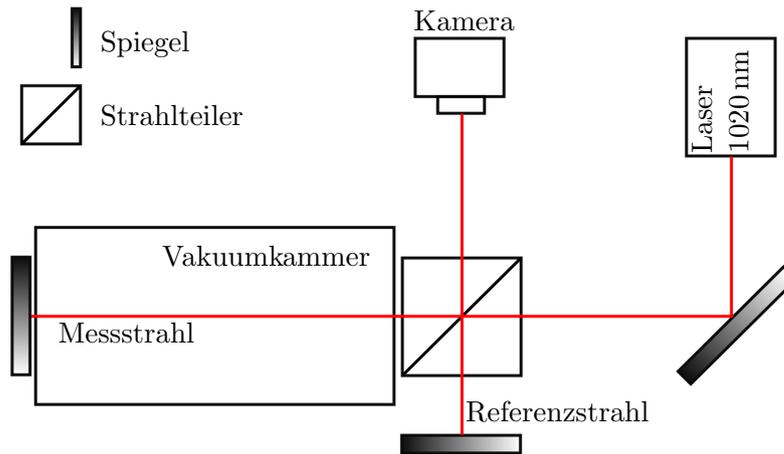


Abbildung 3.1: Schematische Abbildung des Messaufbaus zur Bestimmung der thermischen Ausdehnung der Kammer: Ein Laserstrahl der Wellenlänge 1020 nm wird an einem Strahlteiler in Mess- und Referenzstrahl geteilt. Nachdem die Teilstrahlen ihren Arm durchlaufen haben werden sie am Strahlteiler wieder überlagert und auf eine Kamera abgebildet.

das optische Gitter durch einen Spiegel realisiert wird, muss also die Strecke zwischen diesem und der Atomwolke im Inneren der Experimentierkammer möglichst konstant sein. Da sich die Kammer nach Abschnitt 2.5 bei Temperaturänderung ausdehnt ist dies nicht gegeben. Im Folgenden wird die thermische Ausdehnung der Kammer interferometrisch charakterisiert, um den Einfluss der Temperatur auf die Stabilität des Gitters zu bestimmen.

### 3.1.1 Aufbau und Messmethode

Um die Ausdehnung der Kammer mit der Temperatur zu bestimmen, wird ein Aufbau konstruiert, der mit einem Michelsoninterferometers (siehe Abschnitt 2.2) vergleichbar ist. Dazu werden zwei kleine Halter aus Aluminium gefertigt, die direkt an zwei gegenüberliegenden Schaugläser der Kammer befestigt werden. Auf dem ersten Halter ist ein 50/50-Strahlteilerwürfel befestigt, der einen Laserstrahl ( $1020 \text{ nm}^1$ ) in einen Messstrahl und einen Referenzstrahl aufteilt. Der Referenzstrahl wird an einem Spiegel, der ebenfalls auf dem ersten Halter befestigt wird, retroreflektiert und trifft nach erneutem Passieren des Strahlteilers auf eine CCD-Kamera<sup>2</sup>. Der Messstrahl wird durch die Kammer geleitet, hinter welcher der zweite Halter angebracht ist. Ein auf dem Halter angebrachter Spiegel reflektiert den Strahl zurück durch die Kammer und den Strahlteiler wiederum auf

<sup>1</sup>Später wird als Gitterlaser eine 1010 nm-Laser verwendet. Der Einfluss dieser sehr kleinen Wellenlängenänderung ist jedoch vernachlässigbar.

<sup>2</sup>Raspberry-Pi-Kamera V2

die Kamera. Hier interferieren Mess- und Referenzstrahl gemäß Abschnitt 2.2 zu einem Streifenmuster. Das ist möglich, da die Kohärenzlänge des Lasers sehr groß gegenüber den Ausmaßen der Kammer ist. Der Aufbau ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt.

Es wird erwartet, dass die Kammer sich mit steigender Temperatur ausdehnt, sich damit die relative Phase zwischen Mess- und Referenzstrahl ändert und sich damit auch die Positionen der Interferenzmaxima auf der Kamera ändern. Dies kann nur dann angenommen werden, wenn sich die Länge des Messarms um einen anderen Betrag ändert als die des Referenzarms. Deshalb wird der Referenzarm so kurz wie möglich gestaltet, sodass der Effekt des Referenzarms auf den gemessenen Phasenschub minimiert wird.

Um die Temperatur der Kammer zu messen wird die Lufttemperatur nahe der Kammer mit einer Auflösung von 0,1 K gemessen. Da die interpolierte Temperaturänderung maximal 0,05 K/h beträgt wird angenommen, dass die Kammertemperatur der Lufttemperatur entspricht<sup>3</sup>. Die Temperatur wird über einen Zeitraum von 18 Stunden aufgezeichnet. Während dieses Zeitraums wird mit Hilfe der Kamera alle 60 Sekunden ein Interferenzbild gespeichert.

### 3.1.2 Ergebnisse

Ein Beispiel eines aufgenommenen Interferenzbildes ist in Abbildung 3.2a gezeigt. Aus jedem dieser Bilder wird eine Pixelreihe senkrecht zu den Intensitätsmaxima und Minima extrahiert. Die Pixelreihen werden aneinandergereiht und in Abbildung 3.2b über der Messzeit aufgetragen, um die Positionsänderung der Intensitätsmaxima über der Zeit zu bestimmen. Die Maxima jeder dieser Pixelreihen werden mit denen der ersten Messung als Referenz verglichen, um so die Phasenänderung im Messarm zu bestimmen. Die relative Phase zwischen Mess- und Referenzstrahl, sowie der Temperaturverlauf sind in Abbildung 3.3 aufgetragen.

Die Messung deutet darauf hin, dass keine Positionsschwankungen auf der Zeitskala des Messintervalls erfolgen, da sonst ein Versatz der Maxima von Bild zu Bild erkennen wäre<sup>4</sup>.

Betrachtet man den Verlauf der Streifen, also die Phase und die Temperatur genauer, so erkennt man, dass diese eine eindeutige Korrelation aufweisen<sup>5</sup> (siehe Abbildung 3.3). Bei steigender Temperatur ist die absolute Längenänderung des Messarms deutlich größer, als die des Referenzarms, da der Messarm deutlich länger ist. Das bedeutet, dass

---

<sup>3</sup>Die Messung wird im Dezember durchgeführt. In den Sommermonaten sind stärkere Temperaturschwankungen zu erwarten.

<sup>4</sup>Dies wird durch ein Video an einem Testaufbau auf einem optischen Tisch verifiziert. Das Video zeigt, dass solche Schwankungen auch auf einer Zeitskala von 0,1 Sekunden nicht vorhanden sind. Dies wird wegen der langsamen Temperaturänderung auch nicht erwartet. An der Kammer wird ein solches Video auf Grund eines defekten Lasers nicht aufgenommen.

<sup>5</sup>Die erkennbare Einstellzeit zu Beginn der Messung ist darauf zurückzuführen, dass das Thermometer zu Beginn der Messung mit der Umgebungstemperatur thermalisieren muss.

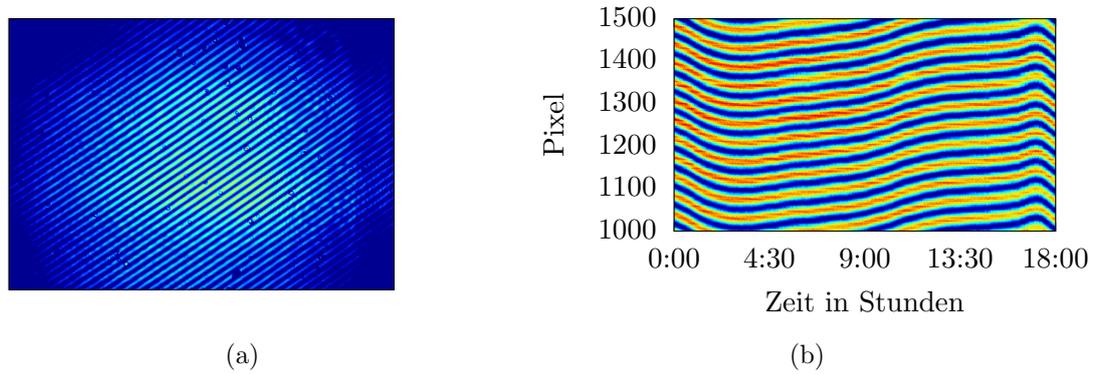


Abbildung 3.2: Abbildung (a) zeigt eine Beispielaufnahme des Interferenzmusters des Michelson-Interferometers. (b): Um die Phasenstabilität des Gitters auszuwerten wird aus jedem aufgenommenen Bild die selbe Pixelreihe extrahiert und zu einem neuen Bild zusammengesetzt.

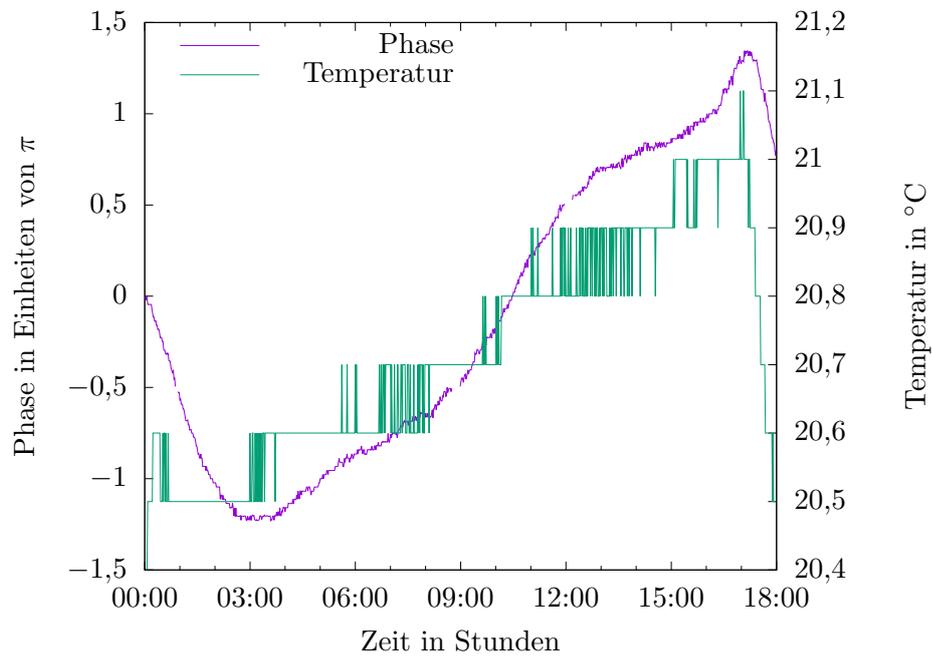


Abbildung 3.3: Aufgetragen sind die Phase und die Temperatur im Verlauf der Messung.

Material	$\alpha$ [ $10^{-6}1/\text{K}$ ]	$l_0$ [mm]	$\Delta l$ [ $\mu\text{m}$ ]
Aluminium	23,1	40	$0,65 \pm 0,09$
Edelstahl	16,0	155	$1,79 \pm 0,25$
Messing	17,5	18	$0,22 \pm 0,03$

Tabelle 3.1: Lineare Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha$  der verschiedenen Materialien mit Länge  $l_0$  und Längenänderung  $\Delta l$  bei einer Temperaturänderung von 0,7 K: Die Werte sind nach Gleichung (2.22) berechnet. [Thy06][Kha18]

sich die Phasendifferenz ändert. Kühlt sich das System wieder ab, entwickelt sich die Phasendifferenz rückläufig.

Quantitativ wird aus Abbildung 3.3 bei einer Temperaturdifferenz von 0,7 K eine Phasenänderung von  $2,5 \cdot \pi$  berechnet. Bei der verwendeten Wellenlänge von 1020 nm entspricht das einer Längenänderung von  $1,28 \mu\text{m}$  oder  $1,82 \mu\text{m}/\text{K}$  (vergleiche Kapitel 2.2).

Die Theorie zu dieser Messung wird in Abschnitt 2.5 besprochen. Nach Gleichung (2.22) ergibt sich für den 155 mm dicken Edelstahlkorpus der Vakuumkammer mit  $\alpha_{\text{Edelstahl}} = 16,0 \cdot 10^{-6} 1/\text{K}$  (Werkstoffnummer 1.4404 [Thy06]) eine Ausdehnung von

$$\Delta l_{\text{Edelstahl}} = \alpha_{\text{Edelstahl}} \cdot 155 \text{ mm} \cdot (0,7 \pm 0,1) \text{ K} = (1,79 \pm 0,25) \mu\text{m} \quad (3.1)$$

bei einer maximalen Temperaturdifferenz von  $\Delta T = (0,7 \pm 0,1) \text{ K}$ . Hinzu kommt noch die Ausdehnung der Messing- und Aluminiumhalter von  $(0,22 \pm 0,03) \mu\text{m}$  beziehungsweise  $(0,65 \pm 0,09) \mu\text{m}$ . In Tabelle 3.1 sind die Wärmeausdehnungskoeffizienten sowie die Dimensionen und Längenänderungen der einzelnen Elemente zusammengefasst.

Die Fehlerangaben entstammen einer Fehlerfortpflanzung, in der eine Temperaturungenauigkeit von 0,1 K angesetzt wird. Dieser Wert ergibt sich aus der Temperaturauflösung des Thermometers. Es ergibt sich ein theoretischer Wert für die Gesamtausdehnung von  $(2,66 \pm 0,37) \mu\text{m}$ . Dies entspricht dem dreifachen der Wellenlänge. Dieser Wert ist größer als der gemessene Wert.

Etwaige Fehler können von der Annahme eines sich nicht ausdehnenden Referenzarms herrühren. Der Spiegel des Referenzarms befindet sich nur circa 6 mm vom Strahlteiler entfernt. Dies ergibt eine Ausdehnung von etwa  $0,1 \mu\text{m}$  bei einer Temperaturänderung von 0,7 K, was weniger als 8% der gemessenen Ausdehnung des Messarms entspricht. Damit kann die Ausdehnung des Referenzarms vernachlässigt werden. Des Weiteren werden die Dimensionen des Messings und des Edelstahls aus technischen Zeichnungen übernommen, welche unter Umständen auf Grund von Fertigungstoleranzen nicht exakt sind.

Für die Charakterisierung des Ionenmikroskops ist es sehr wichtig, dass die Position

der Gittermaxima räumlich stabil im Bezug zur Position des Ionenmikroskops ist. Das ist nur gewährleistet, wenn sich der Abstand zwischen der optischen Achse des Mikroskops und dem Spiegel, der den Gitterlaser reflektiert, nicht ändert (vergleiche Kapitel 2.1). Dieser Abstand ist im späteren Experiment halb so groß, wie der in diesem Kapitel betrachtete Messarm, da sich die zu untersuchende Atomwolke im Zentrum der Vakuumkammer befindet, weshalb ein nur halb so großer Versatz der Maximumpositionen zu erwarten ist.

Da die Messung mit dem Ionenmikroskop auf im Zeitraum zwischen einer Sekunde und einer Stunde durchgeführt wird, muss während dieser Zeit der Abstand konstant sein, da sich sonst die Position der Maxima ändert und das Muster auf dem Detektor verwischt. Mit diesem Kapitel wird gezeigt, dass die Position des Gitters auf der Zeitskala der Mikroskopaufnahme bei den typischen Temperaturschwankungen im Labor mit einem solchen Aufbau prinzipiell stabil gehalten werden kann. Beispielsweise ändert sich die Position in 15 Minuten mit diesem Modellaufbau bei einer durchschnittlichen Temperaturänderung von  $0,05 \text{ K/h}$  um

$$0,05 \text{ K/h} \cdot \frac{1,82}{2} \mu\text{m/K} \cdot \frac{1}{4} \text{ h} = 11,38 \text{ nm}, \quad (3.2)$$

was weniger als 3% der Gitterperiode entspricht. Mit einem entsprechend designten Halter (siehe Kapitel 4) ist vermutlich ein noch besseres Ergebnis zu erzielen. Videoaufnahmen des Interferenzmusters zeigen, dass Vibrationen eine untergeordnete Rolle spielen. Es wird weder statistische Streuung, noch ein Verwischen des Interferenzmusters beobachtet.

## 3.2 Charakterisierung der Lichtblattlinse

Das optische Gitter wird durch einen retroreflektierten Laserstrahl realisiert, der im Inneren der Vakuumkammer fokussiert wird. Dazu befinden sich jeweils an gegenüberliegenden Seiten außerhalb der Experimentierkammer Linsen. Da die Schärfentiefe des Ionenmikroskops entlang der optischen Achse begrenzt ist, soll der Ionisationsquerschnitt möglichst flach gehalten werden. Dazu wird ein Laserstrahl der Wellenlänge  $420 \text{ nm}$  so in die Vakuumkammer fokussiert, dass ein sogenanntes Lichtblatt entsteht: ein elliptischer Lichtstrahl, dessen Halbachsen stark von einander abweichen. Das führt nach Kapitel 2.4 zu einer räumlich begrenzten Ionisation der Atome entlang der optischen Achse des Mikroskops. Da dieses Lichtblatt möglichst flach sein soll, ist die minimal erreichbare Fokusgröße mit  $420 \text{ nm}$ -Laserlicht von Interesse.

Im folgenden Abschnitt wird der Einfluss der Schaugläser der Experimentierkammer auf den Fokus bestimmt. Außerdem werden zwei Linsen verglichen: Zum einen die Asphäre ALL50-100 der Firma Asphericon, die in einem vorherigen Aufbau zur Realisierung eines

Akkordeongitters verwendet wurde [Sch18b], zum anderen die sphärische Linse LA1050 der Firma ThorLabs. Beide Linsen haben eine Brennweite von 100 mm und einen Durchmesser von circa 50 mm.

### 3.2.1 Experimentelle Vermessung der Foki

Da der Ionisationsquerschnitt in einer Dimension möglichst flach werden soll, und das mit einem Laser der Wellenlänge 420 nm umgesetzt werden soll (siehe Abschnitt 2.4), muss eben diese Wellenlänge gut fokussiert werden. Aus diesem Grund werden folgende Messungen mit 420 nm-Laserlicht durchgeführt.

Nach Kapitel 2.3 benötigt man für einen möglichst kleinen Fokus hinter einer idealen Linse einen großen Stahldurchmesser vor selbiger. Deshalb wird nach dem Laserauskoppler, der das Ende der Glasfaser darstellt, mit der das Licht zum Aufbau geleitet wird, ein Teleskop aufgebaut, welches den Strahl auf etwa die Größe der Linsen bringt. Dazu wird zunächst die Stahlgröße direkt nach dem Auskoppler wie folgt gemessen:

Hinter dem Auskoppler wird eine Rasierklinge auf einer Plattform positioniert, sodass sie durch den Strahl gefahren werden kann. Dahinter fokussiert eine Linse das Licht auf ein Messgerät, welches die Lichtleistung einer bestimmten Wellenlänge messen kann. Nun wird die Rasierklinge durch den Strahl gefahren und positionsabhängig die Lichtleistung hinter der Linse aufgezeichnet. Die Messergebnisse dazu sind in Abbildung 3.4 aufgetragen.

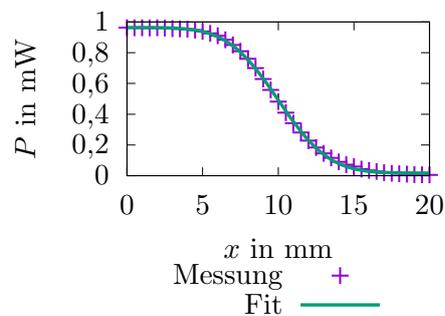


Abbildung 3.4: Mit der Rasierklingenmethode werden Messwerte aufgenommen und durch den Fit einer Fehlerfunktion angepasst.

Man erhält die gesamte Lichtleistung eines Laserstrahls, wenn man über dessen Profil integriert. Da der Laserstrahl nach dem Auskoppler ein Gauß'sches Profil aufweist, bekommt man die Gesamtleistung eben dann, wenn man über dieses Profil integriert. Schneidet man nun mit der Rasierklinge einen Teil des Profils ab, so gilt

$$P(x) = P_0 \left( 1 + \operatorname{erf} \left( -\sqrt{2} \cdot \frac{x - x_0}{w} \right) \right) + c. \quad (3.3)$$

Dabei ist  $P_0$  die Gesamtleistung,  $x$  die Position der Rasierklinge,  $c$  ein konstanter Hintergrund,  $x_0$  die Position des Maximums des Profils und  $w$  der Strahlradius. Die Fehler- oder Errorfunktion erf ergibt das Integral über die Gaußfunktion von  $-\infty$  bis zu einem varia-

		$w$ [ $\mu\text{m}$ ]
ThorLabs	ohne Fenster	37,38
	mit Fenster	104,8
Asphericon	ohne Fenster	7,604
	mit Fenster	15,780

Tabelle 3.2: Hier sind die aus den Fitfunktionen in den Abbildungen 3.5 und 3.6 entnommenen Strahltaillen  $w$  der Strahlen mit und ohne Glasscheibe zwischen Linse und Brennpunkt eingetragen.

blen Wert  $x$ . Fittet man eine solche Funktion an die Messwerte, so erhält man die in Abbildung 3.4 gezeigte Kurve mit dem Strahlradius  $w = 5,27$  mm. Dieser Wert stimmt nicht mit den Herstellerangaben für den verwendeten Auskoppler<sup>6</sup> von  $w = 13,5$  mm/2 = 6,75 mm überein. Die Abweichung hat ihren Ursprung vermutlich in der Wellenlänge, da die Messung mit 420 nm geschieht und sich die die Herstellerangabe auf eine Wellenlänge von 670 nm bezieht [Sch18a].

Nun wird der Strahl mit einer Teleskopanordnung auf die dreifache Größe gebracht und anschließend mit einer sphärischen<sup>7</sup> und einer asphärischen<sup>8</sup> Linse fokussiert. Die Foki werden analog zu oben mit einer Rasierringe vermessen. Außerdem werden die Foki mit einem Vakuumfenster<sup>9</sup> der Stärke 3,3 mm aus Quarzglas im Abstand von etwa 15 mm hinter den Linsen vermessen. Solche Fenster sind an der Experimentierkammer als Schaugläser verbaut.

Die Messwerte mit den entsprechenden Fits für die Asphericon-Linse sind in Abbildung 3.5 aufgetragen, die der ThorLabs-Linse in Abbildung 3.6. Die Messreihen werden für bessere Vergleichbarkeit normiert, indem sie durch deren Maximalwert dividiert werden. Außerdem werden sie so verschoben, dass die maximale Steigung bei  $x = 0$   $\mu\text{m}$  liegt. Die sich aus den Fits ergebenden Fokusgrößen sind in Tabelle 3.2 eingetragen.

<sup>6</sup>60FC-T-4-M75-26 der Firma Schäfter und Kirchhoff

<sup>7</sup>LA1050-B der Firma ThorLabs

<sup>8</sup>ALL50-100-S-U der Firma Asphericon

<sup>9</sup>VPCF40DUVQ-L-316L der Firma Vacom

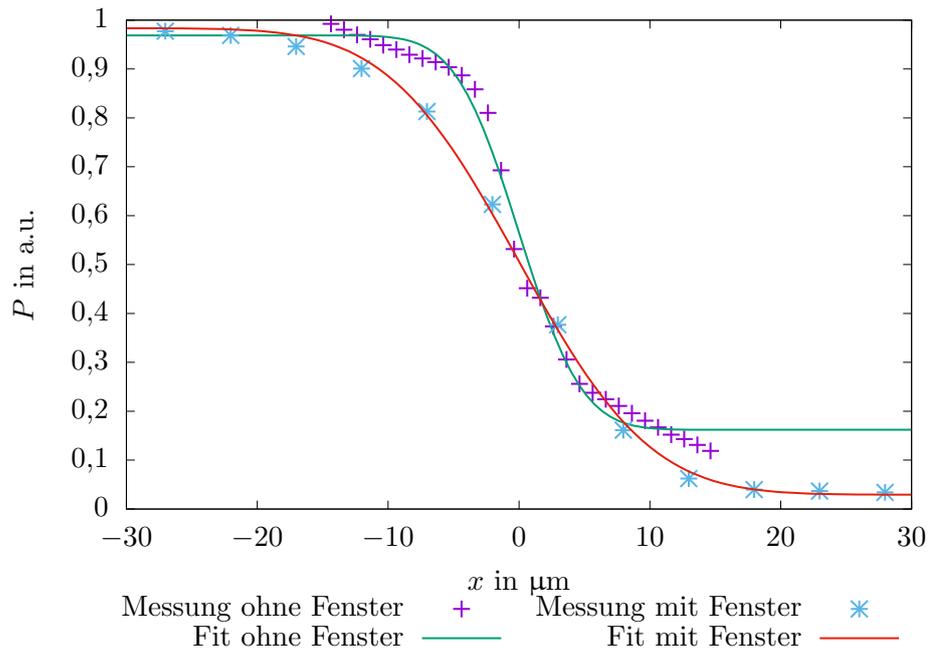


Abbildung 3.5: Vermessung der Asphericon-Linse: Gezeigt sind die Messwerte sowie eine Fitfunktion für die Messaufbauten mit und ohne Vakuumfenster. Zur besseren Vergleichbarkeit werden die Messwerte normiert und so verschoben, dass sich die maximale Steigung der Fitfunktionen bei  $x = 0 \mu\text{m}$  befindet.

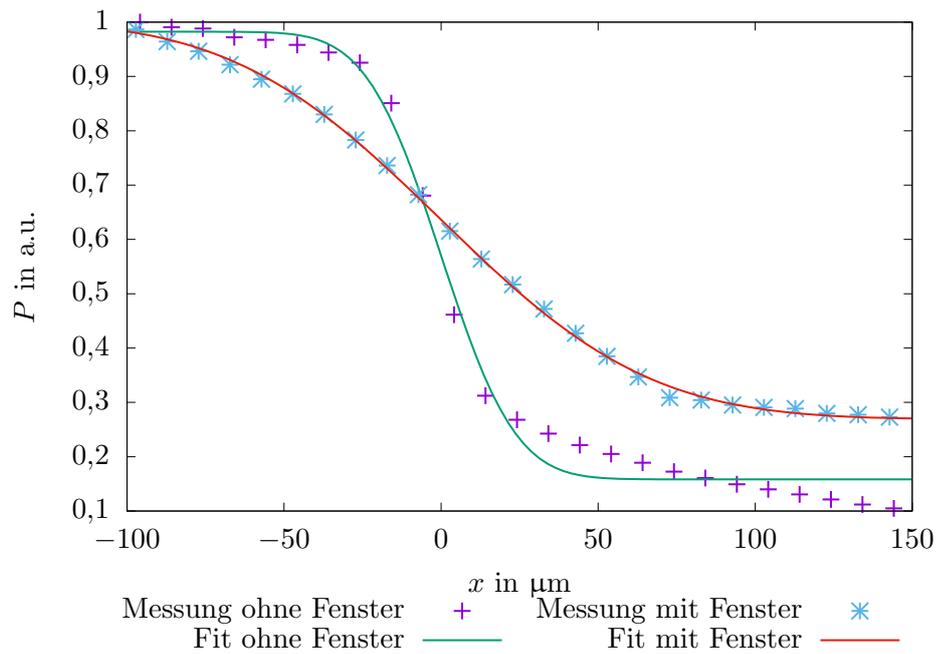


Abbildung 3.6: Vermessung der ThorLabs-Linse: Gezeigt sind die Messwerte sowie eine Fitfunktion für die Messaufbauten mit und ohne Vakuumfenster. Zur besseren Vergleichbarkeit werden die Messwerte normiert und so verschoben, dass sich die maximale Steigung der Fitfunktionen bei  $x = 0 \mu\text{m}$  befindet.

### 3.2.2 Simulationen

Um die Messungen zu verifizieren und die theoretisch erreichbare Fokusgröße zu erhalten, werden hier Computersimulationen<sup>10</sup> mit den beiden untersuchten Linsen durchgeführt. Außerdem ist der Einfluss des Fensters auf die Fokusposition und -größe von Interesse. Auch diese Informationen können aus den Simulationen erhalten werden. Simuliert wird mit 30 Strahlen, die kollimiert auf die Linsen treffen. Die Apertur wird auf 40 mm eingestellt.

Die Ergebnisse der Simulationen sind in den Abbildungen 3.7 und 3.8 aufgeführt. Die unterschiedlich definierten Fokusgrößen, sowie Brennweiten sind in Tabelle 3.3 eingetragen.

Der RMS-Radius ist die Strahltaile, wohingegen der GEO-Radius den geometrische Radius der äußeren simulierten Punkte in den Punktdiagrammen darstellt. Der Airy Radius ist der minimale erreichbare Radius; das bedeutet, auch wenn sowohl der RMS- als auch der GEO-Radius kleiner sind als der Airy-Radius, kann wegen des Beugungslimits kein kleinerer Fokus erzeugt werden.

An den simulierten Ergebnissen in Tabelle 3.3 erkennt man, dass für die Asphäre ein deutlich kleinerer Fokus erwartet wird, als für die sphärische Linse. Zudem ist der Arbeitsabstand mit Fenster in beiden Fällen etwa 1 mm größer. Außerdem werden die Foki beider Linsen kleiner, wenn das Fenster in den Strahlverlauf eingebracht wird<sup>11</sup>.

Ein Vergleich der Werte in den Tabellen 3.2 und 3.3 zeigt, dass die Simulationen nicht mit den gemessenen Foki übereinstimmen. Die Foki der ThorLabs-Linse sind in der Simulation größer als die gemessenen Werte, während es sich bei der Asphericon-Linse gegenteilig verhält.

Die Simulation der ThorLabs-Linse zeigt, dass der Fokus sehr groß ist, wenn die Linse komplett ausgeleuchtet wird. Dies liegt mit großer Wahrscheinlichkeit an sphärischen Aberrationen. Diese Aberrationen können verkleinert werden, wenn die Ausleuchtung der Linse verkleinert wird. Aus diesem Grund wird in einer weiteren Simulation die Eingangsapertur auf 11 mm verkleinert. Damit kann ein RMS-Radius im Fokus von etwa 4  $\mu\text{m}$  erreicht werden, was in etwa dem Beugungslimit entspricht (siehe Tabelle 3.3).

Ein Grund für die größeren Messergebnisse der Asphericon-Linse ist möglicherweise, dass der Fokus bei der Messung nicht exakt getroffen wird. Zudem ist die Linse nicht für die verwendete Wellenlänge optimiert, und die optimale asphärische Form ist somit nicht gegeben. Zuletzt kommt hinzu, dass die asphärische Linse nicht beugungslimitiert geliefert wird. Die begrenzende Eigenschaft der Linse ist hierbei höchstwahrscheinlich die Oberflächengüte. Der Einfluss der Oberflächengüte wird für kleine Wellenlängen größer, da das Verhältnis von Defektgröße zu Wellenlänge zunimmt.

---

<sup>10</sup>Dazu wird das Programm Zemax verwendet.

<sup>11</sup>Dies ist für die asphärische Linse ein unerwartetes Ergebnis, kann jedoch damit erklärt werden, dass nicht mit der Designwellenlänge von 780 nm, sondern mit 420 nm simuliert wird.

		RMS-Radius	GEO-Radius	Airy Radius	Arbeitsabstand
ThorLabs	ohne Fenster	208,6 $\mu\text{m}$	328,3 $\mu\text{m}$	1,2 $\mu\text{m}$	88,2 mm
	mit Fenster	207,2 $\mu\text{m}$	326,0 $\mu\text{m}$	1,2 $\mu\text{m}$	89,2 mm
	mit Apertur	3,9 $\mu\text{m}$	6,1 $\mu\text{m}$	4,5 $\mu\text{m}$	90,9 mm
Asphericon	ohne Fenster	1,1 $\mu\text{m}$	2,0 $\mu\text{m}$	1,2 $\mu\text{m}$	90,2 mm
	mit Fenster	0,4 $\mu\text{m}$	0,6 $\mu\text{m}$	1,2 $\mu\text{m}$	91,3 mm

Tabelle 3.3: Simulationsergebnisse der Linsen von Asphericon und ThorLabs: Als Arbeitsabstand wird der Abstand der planen Seite der Linse zum Fokus angegeben. Die Apertur wird so angepasst, dass der RMS-Radius in etwa dem Airy-Radius entspricht, um den kleinst möglichen Fokus der ThorLabs-Linse zu erreichen. Diese Simulation wird ohne Vakuumfenster durchgeführt.

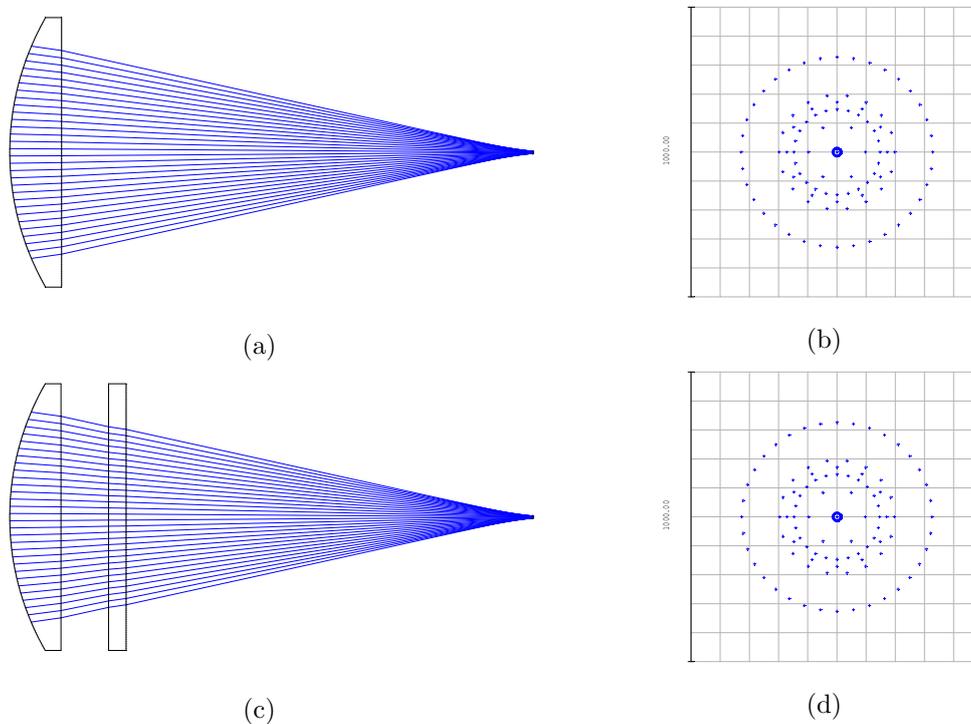


Abbildung 3.7: Simulationsergebnisse der ThorLabs-Linse: Nachdem der Strahlverlauf simuliert wurde, wird die Stelle des Fokus und dessen Größe bestimmt. (a) zeigt den Strahlverlauf ohne Fenster, (b) das entsprechende Punktdiagramm des Fokus; Analog (c) und (d) mit einem Vakuumfenster im Strahlverlauf.

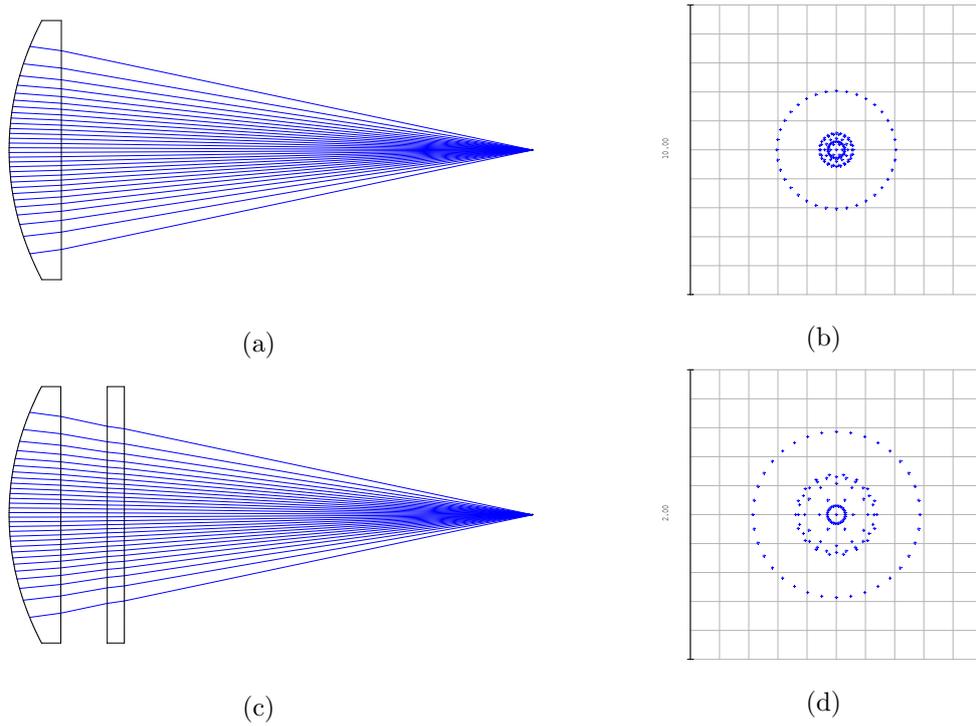


Abbildung 3.8: Simulationsergebnisse der Asphericon-Linse: Nachdem der Strahlengang simuliert wurde, wird die Stelle des Fokus und dessen Größe bestimmt. (a) zeigt den Strahlverlauf ohne Fenster, (b) das entsprechende Punktdiagramm des Fokus; Analog (c) und (d) mit einem Vakuumfenster im Strahlverlauf.

## 4 Realisierung eines optischen Gitters

Im Folgenden wird die Umsetzung eines thermisch und mechanisch stabilen Linsen- und Spiegelhalters besprochen. Ziel ist es mit dessen Hilfe ein retroreflektiertes optisches Gitter im Inneren einer Vakuumkammer eines Quantengasexperimentes zu erzeugen. Mit Hilfe des Gitters werden in einer kalten Atomwolke räumlich definiert Atome ionisiert, welche mit Hilfe eines Ionenmikroskops und eines Delayline-Detektors abgebildet werden. Da das Gitter eine definierte Gitterperiode aufweist, kann so das Mikroskop kalibriert werden. Um ein scharfes Bild zu erhalten muss das Gitter über die Dauer der Messung räumlich stabil sein.

### 4.1 Mechanische Anforderungen an den Halter

Nach den vorangegangenen Experimenten über die thermische Ausdehnung der Vakuumkammer und die Fokusgrößen verschiedener Linsen (siehe Kapitel 3) soll ein Halter entwickelt werden, der zur Realisierung des optischen Gitters eingesetzt wird. An den Halter müssen hohe mechanische Ansprüche gestellt werden, um ein räumlich stabiles optisches Gitter zu erzeugen.

Das optische Gitter soll in der Vakuumkammer eines bestehenden Aufbaus erzeugt werden. Dadurch sind Form und Ausmaß des Halters eingeschränkt. Weitere Rahmenbedingungen werden durch die vorgegebene Befestigungsgeometrie an der Vakuumkammer festgelegt. Des weiteren sollte das Bauteil thermisch stabil sein, sich also bei Temperaturänderung möglichst wenig ausdehnen. Dies lässt sich zum einen durch ein Material mit kleinem Wärmeausdehnungskoeffizienten  $\alpha$ , als auch durch kompakte Bauweise realisieren (vergleiche Kapitel 2.5 und 3.1). Zusätzlich soll der Halter mechanisch möglichst stabil sein, um Vibrationen und Schwingungen zu reduzieren. Auch dies wird sowohl durch die richtige Materialwahl, als auch durch die kompakte Bauform begünstigt. Außerdem sorgt eine Rahmenkonstruktion für zusätzliche Stabilität. Da der Halter direkt an die Vakuumkammer geschraubt wird, ist auf ein leichtes Design zu achten, um die Flanschverbindungen der Vakuumkammer möglichst wenig zu belasten.

## 4.2 Anforderungen an die optischen Elemente

Der Gitterlaser mit einer Wellenlänge von 1010 nm wird von einer Seite in die Kammer eingestrahlt und an der anderen Seite mit einem Spiegel, der im Halter befestigt ist, reflektiert. Um den reflektierten Strahl mit dem einfallenden Strahl zu überlagern wird der Spiegel in einem einstellbaren Spiegelhalter<sup>1</sup> montiert, welcher im designten Halter eingebaut wird.

Um ein möglichst großes Sichtfeld des Ionennmikroskops zu charakterisieren, soll das optische Gitter in der Gegenstandsebene möglichst ausgedehnt sein. Um Abbildungsfehler durch eine zu kleine Tiefenschärfe im Vergleich zur Gegenstandsdicke zu vermeiden, soll der Bereich in dem die Atome ionisiert werden möglichst flach sein [G<sup>+</sup>08]. Simulationen des Ionennmikroskopes führen bei einer Gegenstandsdicke von 25  $\mu\text{m}$  zu einem scharfen Bild [Die17]. Daher wird für den Bereich der Ionisation eine maximale Dicke entlang der optischen Achse von 25  $\mu\text{m}$  angestrebt. Dies wird durch ein sogenanntes Lichtblatt erreicht: Ein flacher, elliptischer Laserstrahl der Wellenlänge 420 nm wird kopropagierend zum Gitterlaser durch eine asphärische Linse in die Kammer eingestrahlt. Im Vergleich zur Einstrahlung des Lasers durch die sphärische Linse der Gegenseite, führt dies zu kleineren Foki (vergleiche Kapitel 3.2). Um Interferenzen des 420 nm-Lichts zu vermeiden darf der Gitterspiegel diese Wellenlänge nicht reflektieren. Durch den beschriebenen Aufbau entsteht ein in der Höhe beschränktes Ionisationsgitter (siehe Abbildung 4.1). Die verwendeten Wellenlängen sind so gewählt, dass damit Rubidium in einem Zweiphotonenprozess ionisiert werden kann. Das 420 nm-Licht treibt dabei den Übergang zwischen dem  $5S_{1/2}$  Grundzustand und dem  $6P_{3/2}$  Zwischenzustand. Mithilfe des 1010 nm-Lasers wird der Übergang aus dem  $6P_{3/2}$  Zustand ins Kontinuum getrieben und somit das Atom photoionisiert.

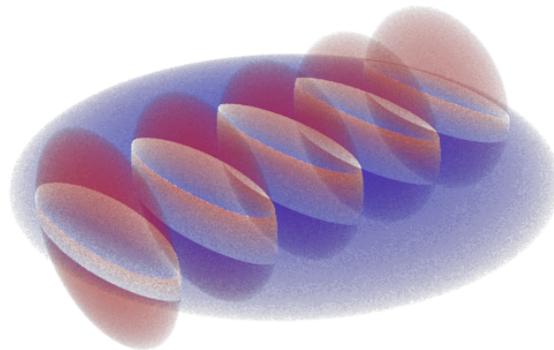


Abbildung 4.1: Das Lichtblatt (blau) durchdringt den Stapel der linsenförmigen Intensitätsmaxima des Gitterlasers (rot). Nach Kapitel 2.4 werden in den Regionen in denen sich die Bereiche überschneiden (weiß) Atome ionisiert.

<sup>1</sup>MXI-2-3027 der Firma Radiant Dyes

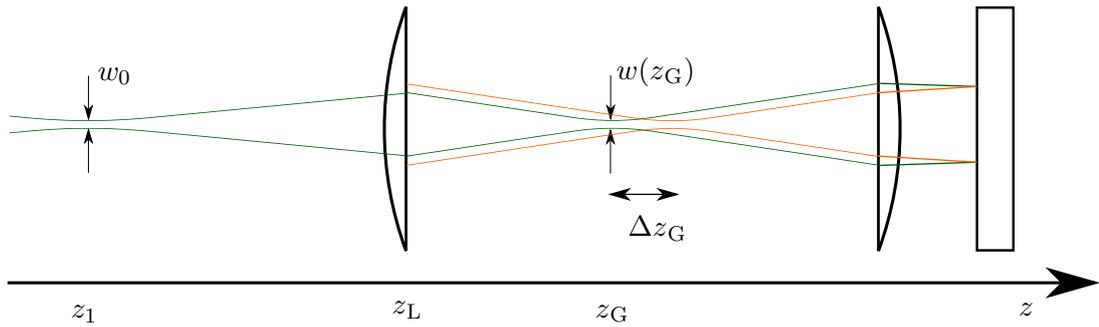


Abbildung 4.2: Der von links einlaufende Gitterstrahl (grün) wird an der ersten Linse fokussiert und durch die zweite Linse wieder kollimiert. Nach der Reflexion am Spiegel rechts wird der reflektierte Strahl (orange) wieder fokussiert und kollimiert. Durch Anpassen des minimalen Strahlradius  $w_0$  und dessen Position  $z_1$  vor der Linse können die Fokusgrößen  $w(z_G)$  des einfallenden und des reflektierten Strahls, deren Position (bei  $z_G$ ) und deren Abstand  $\Delta z_G$  angepasst werden.

Da der Gitterlaser durch die asphärische Linse propagiert, durch welche das Lichtblatt erstellt wird, muss nach der Kammer ebenfalls eine Linse angebracht sein, die den Strahl vor dem Auftreffen auf den Spiegel kollimiert und nach der Reflexion wiederum fokussiert (siehe Abbildung 4.2). Es besteht daher die Notwendigkeit eine Linse zwischen Spiegel und Vakuumkammer im Halter zu montieren.

Mit einem weiteren Laser sollen die Atome mittels einer Absorptionsabbildung abgebildet werden. Dieser Laser hat die Wellenlänge 780 nm und soll antiparallel zu den beiden anderen Lasern in die Kammer eingestrahlt werden. Um alle Laser zu überlagern und wieder zu trennen müssen entsprechende dichroitische Spiegel (siehe Tabelle 4.2) eingesetzt werden, welche die passenden Wellenlängen reflektieren beziehungsweise transmittieren. Auch die Linsen müssen für die entsprechende Wellenlängen (420 nm, 780 nm und 1010 nm) geeignet sein.

Das Sichtfeld des Ionenmikroskops beträgt bei tausendfacher Vergrößerung  $40 \mu\text{m}$  im Durchmesser. Um die Atomwolke möglichst gleichmäßig auszuleuchten und damit ein regelmäßiges Streifenmuster zu erhalten soll das Gitter mit  $100 \mu\text{m}$  bis  $200 \mu\text{m}$  Durchmesser deutlich größer sein. Eine solche Strahlgröße hat zusätzlich eine große Rayleighlänge von circa 8 mm bis 31 mm zur Folge (vergleiche Gleichung (2.12)). Diese Tatsachen vereinfachen den Überlapp des Gitters mit der Atomwolke, sowie die Überlagerung der Foki des einfallenden und reflektierten Strahls.

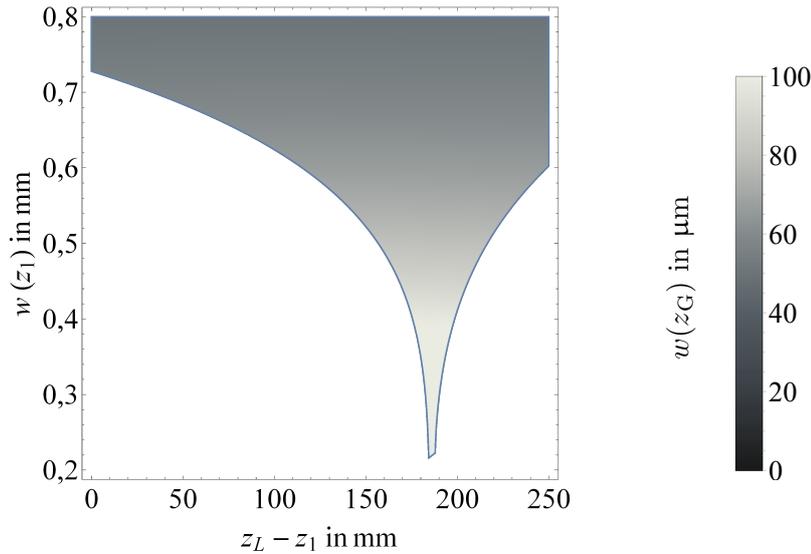


Abbildung 4.3: Der markierte Bereich zeigt Eingangskombinationen, bei denen die Abweichung der Fokusgrößen  $\Delta w(z_G)$  an der Position der Atome kleiner ist als  $0,5 \mu\text{m}$  und die Fokuspositionen weniger als 1 mm auseinander liegen. Die Helligkeit zeigt die Größe des Fokus im Inneren der Kammer  $w(z_G)$  an.

Das Gitter entsteht überall, wo sich der reflektierte und der einfallende Strahl des Gitterlaser überlagern. Durch eine Krümmung der Wellenfronten würde sich zusätzlich ein Interferenzmuster in radialer Richtung ausbilden. Da dies am Ort der Atome nicht erwünscht ist, sollte der Abstand der Foki  $\Delta z_G$  nur ein Bruchteil der Rayleighlängen betragen. Mit den in Kapitel 2.3 vorgestellten Matrixformalismus lässt sich der Strahlengang durch ein solches optisches System (siehe Abbildung 4.2) berechnen. Gesucht werden Eingangskombinationen, sodass folgende Eigenschaften erfüllt werden:

- Die Entfernung  $\Delta w(z_G)$  zwischen den Foki des Strahls vor und nach der Reflexion soll möglichst klein sein, um Interferenzeffekte in radialer Richtung zu vermeiden.
- Die Foki des Strahls  $w_i(z_G)$  vor und nach der Reflexion sollen möglichst gleich groß sein, um einen hohen Kontrast zwischen Gittermaxima und -minima zu erreichen.
- Die Foki sollten möglichst groß sein, um die Wolke gleichmäßig auszuleuchten.

Es wird deutlich, dass drei Anforderungen gestellt werden, aber nur zwei Eingangskombinationenparameter (Fokusgröße  $w(z_1)$  und dessen Position vor der Linse  $z_L - z_1$ ) variiert werden können. Um trotzdem die geforderten Eigenschaften möglichst gut zu erreichen werden zunächst nach Kapitel 2.3 die Fokusgrößen und -positionen des Strahls vor und nach

der Reflexion in Abhängigkeit von den beiden Eingangstrahlparametern berechnet. Daraus werden Kombinationen von Eingangsparametern ermittelt, in denen die Abweichung der Fokusgrößen kleiner als  $0,5 \mu\text{m}$  ist und die Abweichung der Fokuspositionen  $\Delta w(z_G)$  kleiner als  $1 \text{ mm}$  ist. Dieser Bereich ist in Abbildung 4.3 markiert.

Man erkennt, dass bei größeren Eingangsfoki die Strahltaillen immer kleiner werden, der Positionsbereich aber mit größerer Eingangstrahltaille gleichzeitig anwächst. Es ist also eine Kombination zu wählen, bei der der Fokus im Inneren der Kammer groß genug ist, aber eine genügend hohe Positionstoleranz der Eingangstrahltaille gegeben ist. So ergibt sich bei einer Eingangsposition der Strahltaille von  $185 \text{ mm}$  und einer Eingangstrahltaille von  $400 \mu\text{m}$  eine Strahltaille in der Kammer von circa  $158 \mu\text{m}$  bei einer Positionstoleranz von  $\pm 10 \text{ mm}$ . Durch eine Toleranz der Eingangsfokusgröße von  $50 \mu\text{m}$  ändert sich die Fokusgröße in der Kammer um etwa  $\pm 10 \mu\text{m}$ .

Nun wird das Lichtblatt aus  $420 \text{ nm}$ -Laserlicht betrachtet. Es soll in der Breite ebenfalls die gesamte Atomwolke ausleuchten, dabei aber maximal  $25 \mu\text{m}$  hoch sein. Um dies zu erreichen kann man den Strahl vor dem Durchgang durch die Linse elliptisch formen. So wird die große Halbachse des Strahls stärker fokussiert als die kleine. In Abschnitt 3.2 wird Anhand von Messungen gezeigt, dass der kleinste Fokus von circa  $16 \mu\text{m}$  bei einer voll ausgeleuchteten Linse auftritt. Da für größere Foki in der Kammer der Eingangsstrahl kleiner ist und daher die sphärischen Aberrationen der Linse kleiner sind genügt es für die große Halbachse in der Kammer die Eingangstrahltaille zu berechnen.

An der Stelle der Atomwolke soll das Lichtblatt  $150 \mu\text{m}$  breit sein. Berechnet man nach Gleichung (2.12) die Rayleighlänge eines  $420 \text{ nm}$ -Lasers, der auf  $w = 150/2 \mu\text{m}$  fokussiert wird, so erhält man

$$z_0 = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda} = \frac{\pi \cdot (150/2 \mu\text{m})^2}{420 \text{ nm}} = 42,1 \text{ mm}. \quad (4.1)$$

Setzt man in Gleichung (2.10) für  $z$  die Brennweite der Linse – in diesem Fall  $100 \text{ mm}$  – ein, so ergibt sich für die Strahltaille vor der Linse

$$w(100 \text{ mm}) = 75 \mu\text{m} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{100 \text{ mm}}{42,07 \text{ mm}}\right)^2} = 193,4 \mu\text{m}. \quad (4.2)$$

Also muss der Strahl vor der Linse elliptisch so geformt werden, dass die große Halbachse möglichst die ganze Linse ausleuchtet, während die kleine Halbachse nur  $193,4 \mu\text{m}$  betragen soll.

Material	$\alpha$ [ $10^{-6}$ 1/K]
Aluminium	23,1
Edelstahl	16,0
Invar	0,13
Messing	17,5
Titan	8,6

Tabelle 4.1: Zur Materialauswahl sind die linearen Wärmeausdehnungskoeffizienten  $\alpha$  verschiedener Metalle aufgeführt. [Thy06] [Kha18]

## 4.3 Umsetzung

### 4.3.1 Mechanische Umsetzung

Um eine geringe Wärmeausdehnung des Halters bei hoher Stabilität zu erreichen werden die linearen Wärmeausdehnungskoeffizienten verschiedener Metalle verglichen. Einige sind in Tabelle 4.1 eingetragen.

Für die in Tabelle 4.1 gegebene Materialauswahl würde ein Halter aus Invar die kleinste temperaturabhängige Längenänderung aufweisen. Da Invar jedoch stark magnetisch ist, muss eine Anwendung im Experiment leider ausgeschlossen werden. Aluminium fällt aufgrund seines zu hohen linearen Ausdehnungskoeffizienten aus der Auswahl.

Von Titan wird abgesehen, da die Vorzüge gegenüber Messing oder Edelstahl zu gering sind, wenn man die Materialkosten betrachtet. Für eine typische Temperaturdifferenz von 0,0125 K über einen Messzeitraum von 15 Minuten berechnet sich die Ausdehnung der Kammer zusammen mit einem 30 mm langen Halter aus Titan nach Gleichung (2.22) zu 35  $\mu\text{m}$ . Der selbe Halter aus Messing weist zusammen mit der Kammer eine Ausdehnung von 39  $\mu\text{m}$  auf. Im Ganzen macht die Auswahl von Titan oder Messing nur einen Unterschied von 15%. Dies liegt daran, dass der Großteil der Ausdehnung vom Edelstahl der Kammer herrührt. Da fertigungstechnisch Messing einfacher zu bearbeiten ist als Edelstahl, fällt die Wahl schlussendlich auf Messing.

Für hohe mechanische Stabilität sorgt auch ein möglichst monolithisches Design. Aus fertigungstechnischen Gründen muss der Halter jedoch aus zwei Teilen angefertigt werden. Eine Box, in welcher der Spiegel montiert wird, sorgt durch die Rahmenstruktur für eine höhere mechanische Stabilität als eine einfache Platte. Das zweite Bauteil stellt einen Ring dar, in welchem die Linse montiert wird. In Abbildung 4.5 werden die Einzelteile sowie der zusammengebaute Halter gezeigt. Ein Gewinde auf der Innenseite des Rings ermöglicht die Justage der Linse entlang der optischen Achse des Gitterlasers. Durch Bohrungen, die teilweise mit Gewinden versehen sind, wird die Box an den Ring geschraubt. Durch

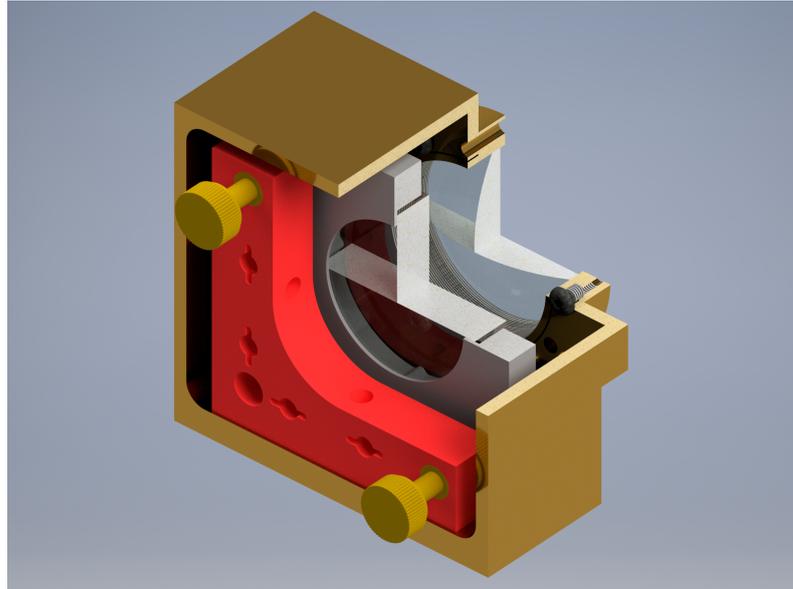


Abbildung 4.4: Schnitt durch den Halter: Mit Schrauben in jeder zweiten Bohrung werden Box und Ring verschraubt. Die restlichen Löcher sind zur Montage an der Vakuumkammer vorgesehen. In der Box ist der justierbare Spiegelhalter montiert, im Ring die Linse.

die Löcher ohne Gewinde wird das zusammengeschaubte Bauteil an der Vakuumkammer montiert. Ein Schnitt durch den Halter in Abbildung 4.4 zeigt die Bohrungen.

In der Unterseite der Box befindet sich ein Langloch zum Einbau des Spiegels, welches dessen Justage entlang der optische Achse ermöglicht. Dadurch kann der Abstand zwischen Linse und Spiegel möglichst kurz eingestellt werden, um den Einfluss der thermischen Ausdehnung zu minimieren. Eine Aussparung in der Vorderseite der Box ist nötig, da an der Experimentierkammer wassergekühlte Spulen angebracht sind, deren Kühlwasserleitungen an dieser Stelle verlaufen.

In Anhang A sind die technischen Zeichnungen des Bauteils zu finden. Abbildung 4.5 zeigt Fotos der Einzelteile und des zusammengesetzten Systems.

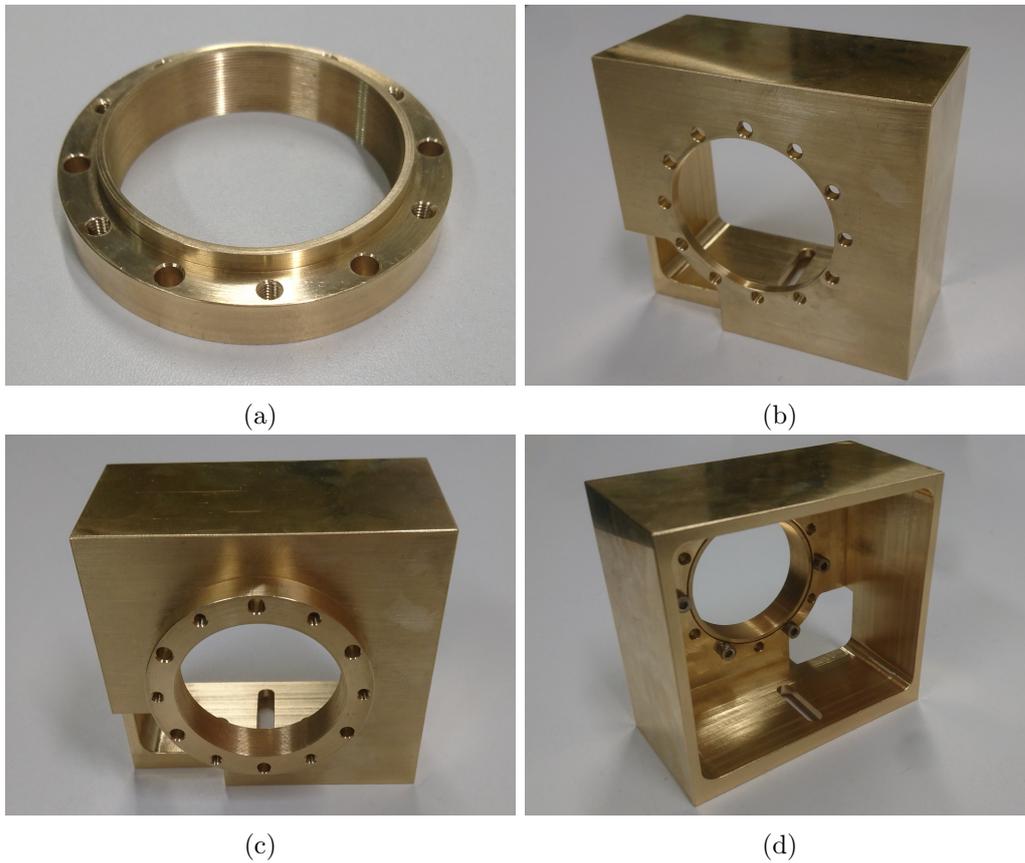


Abbildung 4.5: Verschiedene Ansichten des Linsen- und Spiegelhalters zur Realisierung des optischen Gitters: Durch Verschrauben des Rings (a) mit der Box (b) erhält man den Halter (c)/(d). Dazu ist jedes zweite der Löcher im Ring mit einem M4-Gewinde versehen. Durch die restlichen Bohrungen wird der Gesamthalter an der Kammer angebracht.

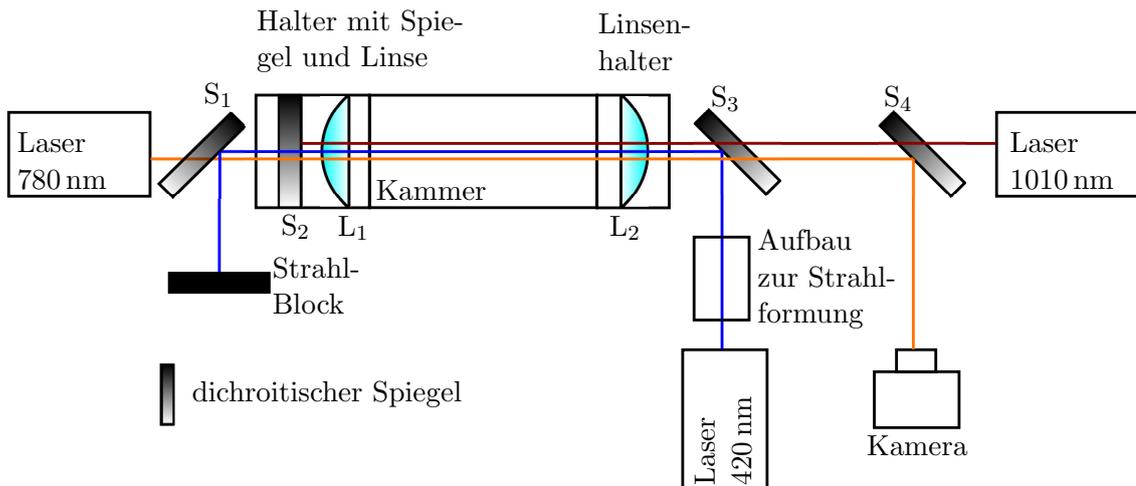


Abbildung 4.6: Schema des Aufbaus: Mit dichroitischen Spiegeln werden Laser verschiedener Wellenlängen überlagert und mit Linsen in die Experimentierkammer fokussiert. Der Halter links ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Spiegel  $S_1$  reflektiert den Gitterlaser mit 1010 nm Wellenlänge. Mit dem »Aufbau zur Strahlformung« wird der 420 nm-Lichtblatt-Laser elliptisch geformt.

### 4.3.2 Optische Umsetzung

Damit alle Wellenlängen in das Innere der Kammer gelangen können, müssen die Linsen und Spiegel entsprechend transparent sein. Es werden entsprechende dichroitische Spiegel benötigt, um die Strahlen zu überlagern und wieder zu trennen. In Abbildung 4.6 ist ein Schema des Aufbaus zu sehen. Die reflektierten und transmittierten Wellenlängen der Spiegel sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Der Spiegel  $S_2$  wird direkt nach der Linse im Halter eingebaut und reflektiert das 1010 nm Licht zurück. Als Linse  $L_1$  wird die in Kapitel 3.2 untersuchte sphärische Linse<sup>2</sup> verwendet. Bei der Linse  $L_2$  handelt es sich um eine asphärische Linse<sup>3</sup>, die ebenfalls in Kapitel 3.2 vermessen wird. Dies hat zwei Gründe: Zum einen wird die Linse in einem vorhergehenden Experiment für ein Akkordeongitter verwendet [Sch18b] und kann daher weiterverwendet werden, zum anderen kommt durch diese Linse der klein zu fokussierende 420 nm-Laser, der nach Kapitel 3.2 mit der asphärischen Linse besser fokussiert werden kann.

<sup>2</sup>LA1050-B von ThorLabs

<sup>3</sup>ALL50-100-S-B von Asphericon

---

Spiegel	$\lambda_{\text{trans}}$ [nm]	$\lambda_{\text{refl}}$ [nm]	Firma	Bezeichnung
S <sub>1</sub>	780	420	ThorLabs	DMLP650
S <sub>2</sub>	420, 780	1010	Lens Optics	M1064/2/0
S <sub>3</sub>	780, 1010	420	ThorLabs	DMLP650
S <sub>4</sub>	1010	780	ThorLabs	DMLP900

Tabelle 4.2: Spiegelbezeichnungen aus Abbildung 4.6: Die Spiegel müssen die Wellenlängen  $\lambda_{\text{trans}}$  transmittieren und die Wellenlängen  $\lambda_{\text{refl}}$  reflektieren. Zuletzt werden Beispiele für passende Spiegel aufgeführt.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der hier beschriebenen Arbeit wurde ein optisches Gitter fester Gitterperiode zur Charakterisierung und Kalibrierung eines Ionenmikroskops entworfen und umgesetzt. Das Mikroskop bildet ionisierte Rydbergatome, welche in einem kalten Rubidiumgas erzeugt werden, räumlich aufgelöst auf einem Detektor ab. Das hier geplante optische Gitter ionisiert räumlich definiert Atome in bekannter Periodizität und ermöglicht so die Kalibrierung der Linsenelektroden des Ionenmikroskops beziehungsweise die Charakterisierung der Vergrößerungseigenschaften des Ionenmikroskops. [Die17]

Das optische Gitter wird durch die Rückreflektion eines Laserstrahls der Wellenlänge  $\lambda$ , in sich selbst, erzeugt. Hierbei interferiert der ursprüngliche Strahl mit dem rückreflektierten und bildet ein Interferenzmuster mit einer Periode von  $\lambda/2$ . Die räumlichen Abmessungen des optischen Gitters sind durch die Größe der Atomwolke und das Sichtfeld des Ionenmikroskops vorgegeben. Mit diesen Vorgaben und unter Berücksichtigung weiterer experimenteller Rahmenbedingungen, wurde ein optischer Aufbau für das Gitter entworfen.

Da der Detektor des Ionenmikroskops nur Ionen detektieren kann, müssen die Atome einer zu untersuchenden Atomwolke ionisiert werden. Dazu wird ein Photoionisationsschema verwendet, das einen 420 nm- und einen 1010 nm-Laser benötigt. Aus diesem Grund wird als Gitterlaser ein 1010 nm-Laser verwendet. In nachfolgenden Experimenten sollen Rydbergatome untersucht werden, welche über den Zwischenzustand  $6P_{3/2}$  mit Hilfe eines 420 nm-Lasers und eines 1020 nm-Lasers angeregt werden. Zum Abbilden der Rydberganregungen müssen diese nun ionisiert werden. Dies geschieht entweder durch eine resonante Abregung in den  $6P_{3/2}$ -Zustand, von wo die Atome mit dem 1010 nm-Laser photoionisiert werden, oder durch ein extern angelegtes elektrisches Feld.

Da das Mikroskop mit einer Schärfentiefe von  $25\ \mu\text{m}$  geplant wurde, soll die Ionenposition entlang der optischen Achse auf eine räumliche Tiefe von maximal  $25\ \mu\text{m}$  begrenzt werden um Bildfehler zu vermeiden. Das wird durch ein Lichtblatt aus 420 nm-Laserlicht erreicht. Somit können nur in den Schnittvolumina aus Lichtblatt und Gitterlaser detektierbare Zustände angeregt werden. Für das Lichtblatt muss der 420 nm-Laser vor der Kammer elliptisch geformt werden. Dies konnte im begrenzten Rahmen dieser Arbeit nicht umgesetzt werden. Es wurde allerdings bereits theoretisch betrachtet, wie mithilfe

---

von sogenannten anamorphischen Prismenpaaren die in Kapitel 4.2 berechneten Halbachsen erreicht werden können.

Des Weiteren wurden in der vorliegenden Arbeit Strahlgrößen berechnet, simuliert und vermessen, welche die vorhandenen Laserauskoppler nicht direkt erzeugen. Um diese dennoch zu erreichen sind also noch Teleskopanordnungen zu planen und aufzubauen, sodass die gewünschten Strahlparameter in die Kammer eingebracht werden.

Bei der Umsetzung des Halters wurde beachtet, dass das Gitter auf der Zeitskala der Mikroskopaufnahme phasenstabil sein muss, um ein scharfes Abbild auf dem Detektor zu ermöglichen. Je nach Messmodus liegt diese Zeitskala zwischen unter einer Sekunde bis hin zu einer Stunde. Die thermische Ausdehnung der Kammer bei typischen Temperaturschwankungen im Labor wurde über eine Zeitspanne von mehreren Stunden vermessen. Dazu wurde eine Versuchsanordnung ähnlich einem Michelsoninterferometer gewählt. Bei einer typischen Temperaturänderung von  $0,05 \text{ K/h}$  schwankt die Gitterposition in 15 Minuten um

$$11,38 \text{ nm},$$

was weniger als 3% der Gitterperiode entspricht und damit nicht zu unkenntlichen Aufnahmen führt.

Unter Berücksichtigung der Messergebnisse und der experimentellen Vorgaben, wurde ein Spiegel- und Linsenhalter entworfen, der direkt an der Vakuumkammer befestigt werden kann. Zusätzlich zum Gitter- und Lichtblattlaser wird ein Laser zum Absorptionsabbilden benötigt. Um diesen mit dem Gitter und Lichtblattlaser im Aufbau zu kombinieren, wurde ein Aufbau mit dichroitischen Spiegeln entwickelt. Sind später Aufnahmen über längere Zeiträume gewünscht, so ist eine aktive Stabilisierung nötig. Diese ist durch eine thermische Stabilisierung des Halters und der Kammer – zum Beispiel durch Peltierelemente – möglich, allerdings aufgrund der Dimensionen der Kammer sehr aufwändig. Einfacher ist es, zwischen dem designten Halter und den darin montierten Spiegelhalter eine Piezoplatte zu montieren, die automatisiert die Position des Spiegels anpasst.

In späteren Experimenten sollen Ion-Atom-Streuprozesse im ultrakalten Regime mit dem Mikroskop beobachtet werden [S<sup>+</sup>18]. Um die erwarteten Bilder interpretieren zu können ist es essenziell die Auflösung des Mikroskops zu kennen. Mit dem in dieser Arbeit geplanten optischen Gitter kann diese Auflösung bis zu etwa 500 nm bestimmt und charakterisiert werden.



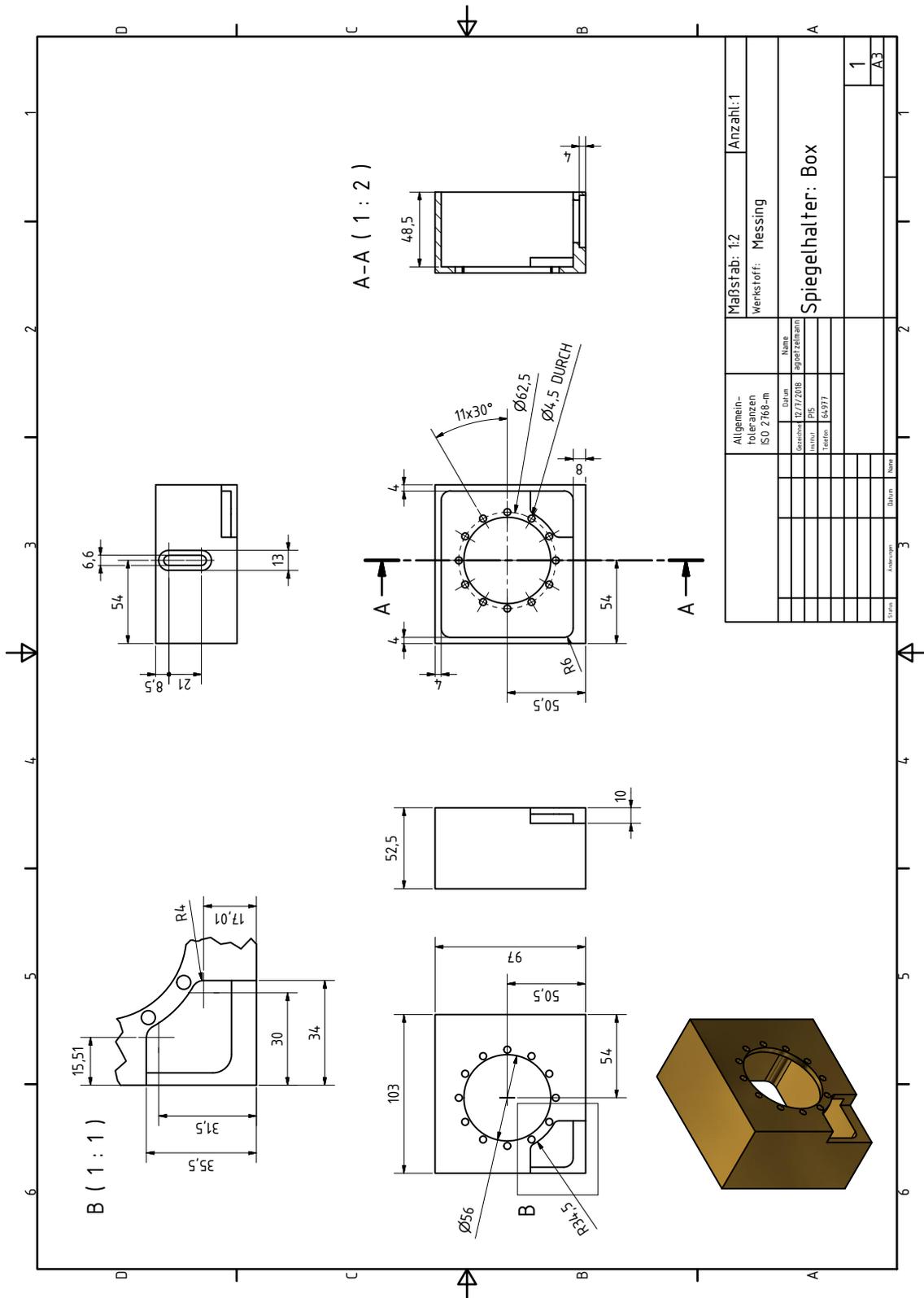


Abbildung A.2: In der Box wird ein justierbarer Spiegelhalter mit dem Gitterspiegel montiert. Hier ist die technische Zeichnung zu sehen.

# Literaturverzeichnis

- [AA<sup>+</sup>16] AL-AMRI, Mohammad D. u. a.: *Optics in Our Time*. Cham : Springer-Verlag, 2016
- [Bau08] BAUER, Michael: *Meyers Lexikon der Naturwissenschaften*. Mannheim : Meyers Lexikonverlag, 2008
- [Ben10] BENDOWSKY, Vera: *Ultralong-range Rydberg molecules: Investigation of a novel binding*. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, 2010
- [Blo05] BLOCH, Immanuel: Ultracold quantum gases in optical lattices. In: *Nature Physics* 1 (2005)
- [Dem16] DEMTRÖDER, Wolfgang: *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Berlin, Heidelberg : Springer Spektrum, 5. Auflage, 2016
- [Dem17] DEMTRÖDER, Wolfgang: *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. Berlin, Heidelberg : Springer Spektrum, 7. Auflage, 2017
- [Die17] DIETERLE, Thomas: *An Ion Microscope for spatially resolved Rydberg Atom Detection*. 5. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, 2017
- [Fis10] FISCHER, Ernst P.: Fünfzig Jahre Laser: Erhellende Entdeckung. In: *Physik in unserer Zeit* 41. Jahrgang (2010), Nr. 5
- [G<sup>+</sup>08] GROSS, Herbert u. a.: *Handbook of Optical Systems: Volume 4: Survey of Optical Instruments*. Weinheim : WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008
- [Gal16] GALLAGHER, Thomas F.: *Rydberg Atoms*. Cambridge : Cambridge University Press, 2016
- [GM12] GROSS, Rudolf ; MARX, Achim: *Festkörperphysik*. München : Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2012
- [GWO99] GRIMM, Rudolf ; WEILDEMÜLLER, Matthias ; OVCHINNIKOV, Yurii B.: *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*. Heidelberg, Gaithersburg : Max-Planck-Institut für Kernphysik, National Institute of Standards and Technology, 1999

- 
- [Ilz14] ILZHÖFER, Philipp: *Hybridization of Rydberg molecule orbitals*. 5. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, 2014
- [Kha18] KHACHAN, Joe: *Thermal Properties of Matter*. San Rafael, USA : Morgan and Claypool, 2018
- [Mes08] MESCHEDE, Dieter: *Optik, Licht und Laser: 3. durgesehene Auflage*. Wiesbaden : Vieweg+Teubner, 2008
- [MS99] METCALF, Harold J. ; STRATEN, Peter van d.: *Laser Cooling and Trapping*. New York : Springer-Verlag, 1999
- [N<sup>+</sup>14] NOGRETTE, Florence u. a.: Single-Atom Trapping in Holographic 2D Arrays of Microtraps with Arbitrary Geometries. In: *Physical Review X* 4 (2014)
- [S<sup>+</sup>18] SCHMID, Thomas u. a.: Rydberg Molecules for Ion-Atom Scattering in the Ultracold Regime. In: *Physical Review Letter* 120 (2018)
- [Sch10] SCHIRRMACHER, Arne: *Philipp Lenard: Erinnerungen eines Naturforschers: Kritische annotierte Ausgabe des Originaltyposkripts von 1931/1943*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2010
- [Sch18a] SCHÄFTER UND KIRCHHOFF: *Fiber Collimators Type 60FC-L and 60FC-T*. [https://www.sukhamburg.com/download/fiber-collimators-60fc-l\\_60fc-t\\_datasheet.pdf](https://www.sukhamburg.com/download/fiber-collimators-60fc-l_60fc-t_datasheet.pdf), 2018. – Aufgerufen am 9.1.2019
- [Sch18b] SCHMIDT, Luca: *Setting up an optical accordion lattice to determine the resolution of a Rydberg ion imaging system*. 5. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, 2018
- [ST91] SALEH, Bahaa E. A. ; TEICH, Malvin C.: *Fundamentals of Photonics*. 1991
- [Ste03] STECK, Daniel A.: *Rubidium 87 D Line Data*. <https://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.1.6.pdf>, 2003. – Aufgerufen am 9.1.2019
- [Thy06] THYSSENKRUPP MATERIALS EUROPE GMBH: *Nichtrostender austenitischer Stahl TK 1.4404*. <http://www.thyssenkrupp.at/files/rohre/Werkstoffdatenblaetter/1.4404.pdf>, 2006. – Aufgerufen am 9.1.2019