

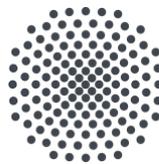
Optischer Transport ultrakalter Dysprosium Atome

Eine These eingereicht von

Giuseppe Casale

zur Erfüllung der Voraussetzungen für die Verleihung des Grades

B.Sc. Physik



Universität Stuttgart

Eingereicht bei der Universität Stuttgart

5. Physikalisches Institut

Februar, 2023

Ehrenwörtliche Erklärung

Hiermit versichere ich,

- dass ich meine Arbeit selbständig verfasst habe,
- dass ich keine anderen als die angegebenen Quellen benutzt und alle wörtlich oder sinngemäß aus anderen Werken übernommenen Aussagen als solche gekennzeichnet habe,
- dass die eingereichte Arbeit weder vollständig noch in wesentlichen Teilen aus dem Gegenstand eines anderen Prüfungsverfahrens besteht,
- dass das elektronische Exemplar mit den anderen Exemplaren übereinstimmt.

Ort, Datum

Giuseppe Casale

Auszug

Im Dysprosium-Labor des 5. physikalischen Instituts der Universität Stuttgart wird versucht, mithilfe eines Quantengas-Mikroskops ultrakalte Dysprosium-Atome in einer Kristallstruktur zu untersuchen, welche dann die Eigenschaften eines Feststoffes imitieren, um dessen Verhalten unter spezifischen interatomaren Wechselwirkungen zu beobachten. Bei einem Quantengas-Mikroskop handelt es sich um ein optisches Gitter, erzeugt durch die Überlagerung von Laserstrahlen, in das Atome eingefangen und mit Einteilchensensitivität, sowie auf einzelnen Gitterplätzen aufgelöst abgebildet werden können. Eines der wichtigsten Werkzeuge zur experimentellen Vorbereitung und Untersuchung ultrakalter Atome sind Laser, welche verwendet werden um Atome einzufangen, zu kühlen und zu transportieren. Zur experimentellen Vorbereitung werden die Dysprosium-Atome in einer Magnetooptischen Falle gefangen, in eine optische Dipolfalle geladen und durch Bewegung des Fokus der Dipolfalle in eine Mikroskopkammer transportiert. Mit einem Objektiv werden in dieser Kammer Bilder der Dysprosium-Atome in einem Gitter mit einem Gitterabstand von 180 nm aufgenommen. Zur Bewegung des Fokus wird ein luftgelagerter Linearverschiebetisch verwendet auf dem eine Linse, die den Gauß-Strahl auf die gewünschte Strahltaile fokussiert montiert ist. Der Einfluss des Linearverschiebetischs auf die montierte Linse, so wie der thermische Linseneffekt können die Stabilität des Laserfokus beeinträchtigen. Alternativ lässt sich ein Retroreflektor auf den Linearverschiebetisch montieren, der eine geringere Störanfälligkeit aufweist. Ziel dieser Arbeit ist es, zu analysieren, welche der beiden auf dem Linearverschiebetisch montierten optischen Bauteile, Linse und Retroreflektor, für den Transport ultrakalter Dysprosium Atome besser geeignet ist. Außerdem soll untersucht werden, wie sehr der thermische Linseneffekt die Stabilität der optischen Dipolfalle beeinflusst.

Inhaltsverzeichnis

Auszug	ii
Nomenklatur	2
1 Einführung	3
2 Theorie	4
2.1 Gaußsche Strahlenoptik	4
2.1.1 Wellenoptik	4
2.1.2 Der Gauß-Strahl	5
2.2 Strahlausbreitung durch optische Bauteile	7
2.2.1 Ausbreitung des Gauß-Strahls durch eine Linse	7
2.2.2 Polarisation und Funktion eines Strahlteilers und Wellenplättchens	8
2.2.3 Strahlausbreitung durch einen Retroreflektor	9
2.3 Optische Dipolfallen	11
2.3.1 Manipulation von Atomen mittels Optischer Dipolfalle	14
2.3.2 Atomare Erwärmung durch Transport in einer optischen Dipolfalle	15
2.4 Der thermische Linseneffekt	15
3 Experimenteller Aufbau und Versuchsablauf	17
3.1 Der Versuchsaufbau	17
3.1.1 Spezifikationen des Lasers	18
3.1.2 Strahlteiler und Wellenplättchen	18
3.1.3 Das Linsensystem und Nutzen des Teleskops	18
3.1.4 Bedienung der CCD-Kamera	19
3.1.5 Funktionsweise des Strahlabschwächers	19
3.2 Bedienung des Linearverschiebetischs von Aerotech	20
3.2.1 Aerobasic Programm und Ensemble IDE	20
3.2.2 Darstellung der Trajektorie - Ensemble Digital Scope	22
3.3 Messablauf	23
4 Stabilität der Fokusposition	24
4.1 Berechnung des Massezentrums des Laserprofils	24
4.2 Anwendung und Erklärung des Savitzky-Golay-Filters	26
4.3 Linse und Retroreflektor im Vergleich	27
4.3.1 Ruhender Linearverschiebetisch - Eine Analyse der Stabilität des Lasers	27
4.3.2 Auswirkungen des bewegten Fokus auf das Rauschen	29
4.3.3 Theoretischer Vergleich zwischen Linse und Retroreflektor	32

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	1
5 Zusammenfassung und Ausblick	34
Referenzen	37
Danksagung	38

Nomenklatur

Physikalische Konstanten

c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	$299792458 \frac{\text{m}}{\text{s}}$
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante	$8,85418781 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$
\hbar	Reduzierte Planck Konstante	$1,054571817 \cdot 10^{-34} \text{Js}$
k_B	Boltzmann-Konstante	$1,380649 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$

Maßeinheiten

1 a.u.	Atomare Einheit	$1,64877727436 \cdot 10^{-41} \frac{\text{C}^2 \text{m}^2}{\text{J}}$
1 u	Atomare Masseneinheit	$1,66053906660 \cdot 10^{-27} \text{kg}$

1 Einführung

Die Verwendung optischer Dipolfallen zum Transport von Atomen ist auf die Arbeiten des Nobelpreisträger Arthur Ashkin von 1970 zurückzuführen. Ihm war es gelungen, mithilfe eines fokussierten Laserstrahls die Position kleiner Teilchen zu manipulieren [12]. Seitdem sorgten die Methoden des optischen Einfangens Durchbrüche in den Feldern der Biologie und Atomphysik und ebneten den Weg zur Erzeugung Ultrakalter Quantengase [10]. Heute ist die Wissenschaft der optischen Dipolfallen so weit fortgeschritten, dass mithilfe Gaußscher Laserstrahlen exakt ein Atom eingefangen, transportiert und auch gekühlt werden kann, um dipolare ultrakalte Quantengase, beispielsweise aus Dysprosium, zu erzeugen. Dysprosium ist ein Atom, welches sich dank seines sehr hohen magnetischen Moments von $10 \mu B$ eignet, korrelierte Materiezustände mit langreichweitigen Wechselwirkungen zu erzeugen und zu beobachten.

Die Arbeit befasst sich zunächst mit einer Grundlegenden Einführung in die Theorie der Gaußschen Strahlenoptik und der Optischen Dipolfallen, erklärt dann den Aufbau und die Durchführung der Experimentellen Vorgehensweise zur Untersuchung der optischen Dipolfalle und schließt die experimentelle Arbeit mit Beobachtungen und Interpretationen der Messwerte ab, um zu begründen, welches optische Bauteil zum optischen Transport ultrakalter Dysprosium-Atome besser geeignet ist.

2 Theorie

2.1 Gaußsche Strahlenoptik

Um ein generelles Verständnis für optische Dipolfallen zu erlangen, sowie den experimentellen Aufbau nachzuvollziehen, wird ein Grundwissen über Gaußsche Strahlenoptik vorausgelegt. Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen und die für das Experiment relevanten Themen nähergebracht, eine ausführliche Erklärung ist in [11] einzusehen.

2.1.1 Wellenoptik

Licht ist nichts anderes als eine Kopplung aus elektrischen und magnetischen Wechselfeldern und wird daher auch als Elektromagnetische Welle bezeichnet. Wie der Name vermuten lässt, breitet sich Licht wie eine Welle aus und wird durch eine Wellenfunktion $u(\mathbf{r}, t)$ beschrieben, die der Wellengleichung

$$\nabla^2 u - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad (1)$$

genügt. Eine mögliche Lösung der Wellengleichung ist die monochromatische Welle, beschrieben durch die Funktion

$$u(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r}) \cos(2\pi\nu t + \varphi(\mathbf{r})), \quad (2)$$

wobei $a(\mathbf{r})$ die Amplitude, $\varphi(\mathbf{r})$ die Phase und ν die Frequenz der Welle beschreibt. Auch komplexe Lösungen sind für die Wellenfunktion zugelassen, wobei die Wellenfunktion $u(\mathbf{r}, t)$ den reellen Teil der komplexen Wellenfunktion

$$U(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r}) e^{i(\varphi(\mathbf{r}) + 2\pi\nu t)} \quad (3)$$

darstellt. Diese muss ebenfalls die komplexe Wellengleichung

$$\nabla^2 U - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0 \quad (4)$$

erfüllen. Der zeitunabhängige Teil der komplexen Wellenfunktion lässt sich als komplexe Amplitude

$$U(\mathbf{r}) = a(\mathbf{r}) e^{i\varphi(\mathbf{r})} \quad (5)$$

zusammenfassen, dessen Betrag $|U(\mathbf{r})| = a(\mathbf{r})$ die Amplitude und Argument $\arg(U(\mathbf{r})) = \varphi(\mathbf{r})$ die Phase beschreibt. Die komplexe Wellenfunktion lässt sich vereinfacht mit

$$U(\mathbf{r}, t) = U(\mathbf{r}) e^{i2\pi\nu t} \quad (6)$$

darstellen. Substituiert in die komplexe Wellengleichung (Gl. 4), ergibt sich die Differentialgleichung

$$\nabla^2 U + k^2 U = 0, \quad (7)$$

der als Lösung die komplexe Amplitude $U(\mathbf{r})$ genügt. Sie ist als Helmholtz-Gleichung bekannt. Aus der Gleichung lässt sich die Kreiswellenzahl

$$k = \frac{2\pi\nu}{c} \quad (8)$$

entnehmen, die den Betrag des Wellenvektors \mathbf{k} darstellt und angibt, wie viele Schwingungen die Welle auf einer Länge von 2π durchführt.

Ebene Wellen

Eine typische Lösung der Wellengleichung, dessen komplexe Amplitude

$$U(\mathbf{r}) = A e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} \quad (9)$$

die Helmholtz-Gleichung erfüllt, ist die ebene Welle. A wird als komplexe Einhüllende bezeichnet, die den Amplitudenverlauf einer Welle einhüllt. Im Falle einer ebenen Welle ist sie konstant.

Paraxiale Wellen

Als paraxial werden Wellen bezeichnet, deren Ausbreitungsrichtungen der Wellenfronten, auch Wellennormale genannt, sich unter einem kleinen Winkel θ zur optischen Achse ausbreiten. Eine paraxiale Welle lässt sich aus der Funktion einer ebenen Welle konstruieren, indem man der komplexen Einhüllenden A eine Ortsabhängigkeit zuordnet. Die mathematische Bezeichnung einer paraxialen Welle lautet somit

$$U(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) e^{-ikz}. \quad (10)$$

Die Besonderheit paraxialer Wellen ist, dass sie in der Nähe der optischen Achse und im Bereich einer Wellenlänge näherungsweise eine ebene Welle darstellt, weswegen $A(\mathbf{r})$ und deren Ableitung nach z sich innerhalb einer Wellenlänge kaum verändern darf. Damit diese neue paraxiale Welle die Helmholtz-Gleichung erfüllt, muss die komplexe Einhüllende $A(\mathbf{r})$ die paraxiale Differentialgleichung

$$\nabla_{\perp}^2 A - 2ik \frac{\partial A}{\partial z} = 0 \quad (11)$$

lösen, wobei ∇_{\perp}^2 den transversalen Laplace-Operator beschreibt. Aus dem Betrag und dem Argument der komplexen Einhüllenden lassen sich Informationen zur Amplitude und Phase der paraxialen Wellenfunktion entnehmen.

2.1.2 Der Gauß-Strahl

Eine weitere Lösung der paraxialen Helmholtz-Gleichung ist die komplexe Einhüllende

$$A(\mathbf{r}) = \frac{A_1}{q(z)} e^{-ik \frac{\rho^2}{2q(z)}}, \quad q(z) = z + iz_0, \quad (12)$$

die Bestandteil des Gauß-Strahls ist. Die Substitution $q(z)$ bezeichnet man als q-Parameter und z_0 ist als Rayleigh-Länge bekannt, auf die später noch näher eingegangen wird. Die komplexe Funktion $\frac{1}{q(z)}$ kann in seinen Realteil und seinen Imaginärteil

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (13)$$

aufgeteilt werden, um die Amplitude und Phase getrennt voneinander betrachten zu können.

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (14)$$

beschreibt die Strahltaile des Strahls, abhängig von der Position z . Die Konstante w_0 ist die minimale Strahltaile, die sich im Fokus bei $z = 0$ des Gauß-Strahls befindet. Sie wird bestimmt durch

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}}. \quad (15)$$

Die Krümmung des Gauß-Strahls wird durch den Krümmungsradius

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2 \right) \quad (16)$$

beschrieben. Die Auswirkungen des Krümmungsradius und der Strahltaile auf die Form des Gauß-Strahls sind in Abbildung 2.1 einzusehen. Mit diesen Definitionen lässt sich nun die Amplitudenfunktion

$$U(\mathbf{r}) = A_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{\rho^2}{w^2(z)}} e^{-ikz - ik \frac{\rho^2}{2R(z)} + i \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right)}, \quad A_0 = \frac{A_1}{iz_0} \quad (17)$$

des Gauß-Strahls aufstellen.

Eigenschaften des Gauß-Strahls

Wie der Name schon vermuten lässt, besitzt der Gauß-Strahl Eigenschaften, die der Gaußschen Verteilungsfunktion

$$G(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \frac{(x-\mu)^2}{\sigma^2}} \quad (18)$$

nahekommen. Zu sehen ist dies in der Intensitätsverteilung des Gauß-Strahls. Die Intensität einer Elektromagnetischen Welle berechnet sich aus dem Betragsquadrat der Amplitudenfunktion $I = |U(\mathbf{r})|^2$. Für die Funktion in Gl. 17 ergibt sich somit

$$I(\rho, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}} \quad (19)$$

mit $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ der Radialkoordinate. Wie schon zuvor angesprochen, ist der Exponentialterm der Intensitätsverteilung eine Gaußsche Verteilungsfunktion. Wie der Parameter σ der Gaußverteilung ist auch die Strahltaile $w(z)$ für die Breite der Verteilung zuständig. Besonders dabei ist, dass die Breite

der Verteilung und somit der Radius des Strahls sich mit dem Abstand zum Zentrum $z = 0$ vergrößert und die Intensität dadurch sinkt. Die maximale Intensität befindet sich im Zentrum des Gauß-Strahls und ist abhängig von der Laserleistung P_0 . Beim Abstand $z = z_0$, der Rayleigh-Länge, halbiert sich die Intensität und die Strahltaile vergrößert sich um $\sqrt{2}$, wodurch sich die Fläche des Strahls im Vergleich zu $z = 0$ verdoppelt. Da die Fläche unter der Gaußschen Verteilungsfunktion konstant ist und im Falle des Gauß-Strahls gerade der Laserleistung entspricht, lässt sich die Laserleistung über das Flächenintegral der Intensitätsverteilung

$$P_0 = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 2\pi \int_0^\infty e^{-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}} d\rho = 2\pi I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \frac{w^2(z)}{4} \quad (20)$$

berechnen. Es ergibt sich das Verhältnis

$$P_0 = \frac{\pi}{2} \omega_0 I_0 \quad (21)$$

zwischen maximaler Intensität und Leistung.

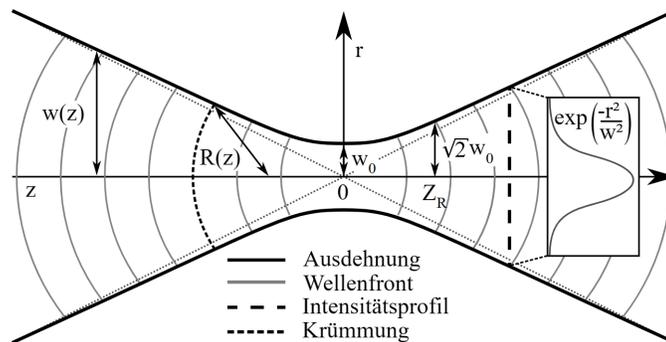


Abbildung 2.1: Visualisierung eines Gauß-Strahls [2]. Im Zentrum, bei $z = 0$ befindet sich der Fokuspunkt mit der minimalen Strahltaile w_0 . Die Form der Ausdehnung des Strahls wird durch die Funktion $w(z)$ festgelegt. Die Krümmung der Wellenfronten durch $R(z)$.

2.2 Strahlausbreitung durch optische Bauteile

Der experimentelle Aufbau der optischen Dipolfalle beinhaltet mehrere optische Bauteile wie Linsen, Spiegel, Strahlteiler und Wellenplatten, deren Funktionsweise in diesem Kapitel erklärt wird.

2.2.1 Ausbreitung des Gauß-Strahls durch eine Linse

Durchläuft ein Gauß-Strahl eine Linse, so bleibt die Gaußsche Form erhalten. Seine Eigenschaften jedoch, die Strahltaile, Krümmung und somit auch Rayleigh-Länge ändern sich abhängig von der Brennweite der Linse. Die Krümmung des Gauß-Strahls nach durchlaufen der Linse entspricht

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} - \frac{1}{f}. \quad (22)$$

Stellt man Gl. 22 mithilfe von Gl. 14 und Gl. 16 um, so erhält man die Gleichung

$$w'_0 = \frac{w(z)}{\sqrt{1 + \left(\frac{\pi w(z)^2}{\lambda R'}\right)^2}} \quad (23)$$

der neuen minimalen Strahltaile. Die minimale Strahltaile nach der Linse ist also abhängig von der Position z der Linse im Gauß-Strahl. Der Abstand der Linse zur neuen minimalen Strahltaile ist definiert durch

$$-z' = \frac{R'}{1 + \left(\frac{\lambda R'}{\pi w(z)^2}\right)^2}. \quad (24)$$

Setzt man die Linse direkt in die minimale Strahltaile bei $z = 0$, so erhält man

$$w'_0 = \frac{w_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{z_0}{f}\right)^2}} \quad (25)$$

und

$$z' = \frac{f}{1 + \left(\frac{f}{z_0}\right)^2}. \quad (26)$$

Relevant sind diese Gleichungen um mit kollimierten Strahlen zu arbeiten. Ein kollimierter Strahl besitzt eine sehr hohe Rayleigh-Länge z_0 und somit eine nahezu konstante Strahltaile $w(z) \approx w_0$. Ist die Rayleigh-Länge auch noch weitaus größer als die Brennweite der zum Fokussieren verwendeten Linse, so kann man die neue minimale Strahltaile und deren Position angenähert als

$$w'_0 \approx \frac{\lambda}{\pi w_0} f, \quad z' \approx f \quad (27)$$

annehmen.

2.2.2 Polarisation und Funktion eines Strahlteilers und Wellenplättchens

Bisher wurde die Wellenfunktion als skalare Funktion aufgefasst. Sie kann jedoch auch als Vektorfunktion mit Komponenten in x -, und y -Richtung beschrieben werden. Es wird eine ebene Welle

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A} e^{i(2\pi\nu t - \mathbf{k}\mathbf{r})} \quad (28)$$

betrachtet, deren Amplitude in der x, y -Ebene schwingt. Die komplexe Einhüllende ist somit ein 2-dimensionalen Vektor, der in seine x - und y -Komponenten

$$\mathbf{A} = A_x \mathbf{e}_x + A_y \mathbf{e}_y \quad (29)$$

aufgeteilt werden kann. Bleiben die Komponenten A_x und A_y konstant, so ändert sich die Richtung der komplexen Einhüllenden \mathbf{A} nicht und die Komponenten

$$U_x(\mathbf{r}, t) = A_x e^{i(2\pi\nu t - \mathbf{kr})} \quad (30)$$

$$U_y(\mathbf{r}, t) = A_y e^{i(2\pi\nu t - \mathbf{kr})} \quad (31)$$

schwingen phasengleich. Dies wird als lineare Polarisation bezeichnet und die Welle propagiert in einem konstanten Winkel zur x -Achse. Ist die Phase zwischen den beiden Komponenten um $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$ verschoben, so spricht man von einer zirkularen Polarisation. Dabei kreist die Amplitude der Welle in der x -, y -Ebene [7]. Dieses Wissen wird benötigt, um die Funktionsweise eines Strahlteilers und eines Wellenplättchens zu verstehen. Wellenplatten haben die Eigenschaft, den Phasenunterschied zwischen den beiden Komponenten der Welle zu verändern, abhängig von der Dicke des Wellenplättchens. Das Verhältnis zwischen Phasenunterschied und Dicke d ist

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \cdot (n_{\text{langsam}} - n_{\text{schnell}}), \quad (32)$$

mit n_{langsam} und n_{schnell} den unterschiedlichen Brechungsindizes entlang der langsamen und schnellen optischen Achsen im Material. Sogenannte $\frac{\lambda}{2}$ -Wellenplättchen haben eine optische Dicke von $d = n \cdot \frac{\lambda}{2}$ und führen zu einem Phasenunterschied von $\Delta\varphi = \pi$. Da $e^{i\pi} = -1$, kann der Phasenunterschied aus der phasenverschobenen Komponente

$$U_x(\mathbf{r}, t) = A_x e^{i(2\pi\nu t - \mathbf{kr} - \pi)} = -A_x e^{i(2\pi\nu t - \mathbf{kr})} \quad (33)$$

herausgezogen werden. Bei einer zirkular polarisierten Welle würde sich nach der Propagation durch ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen nichts ändern. Eine linear polarisierte Welle, die im Winkel α zur x -Achse eintritt, wird um den Winkel 2α gedreht.

Ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen verschiebt die Phase um $\frac{\pi}{2}$. Wie zuvor angesprochen, haben Wellen mit einem Phasenunterschied von $\frac{\pi}{2}$ zwischen ihren Komponenten eine zirkulare Polarisation. Somit ändert ein $\frac{\lambda}{4}$ -Wellenplättchen die lineare Polarisation einer Welle in eine zirkulare, und die zirkulare Polarisation in eine lineare. Ein Strahlteiler teilt den Strahl in seine x - und y -Komponenten und transmittiert die x -Komponente, während die y -Komponente in einem rechten Winkel reflektiert wird. Trifft ein linear polarisierter Strahl auf ein $\frac{\lambda}{2}$ -Wellenplättchen und einen Strahlteiler, so kann man durch drehen des Wellenplättchens einen beliebigen Teil der Leistung des Strahls ablenken und somit die Leistung variieren. Selbiges gilt auch für einen zirkular polarisierten Strahl mit Verwendung eines $\frac{\lambda}{4}$ -Wellenplättchens.

2.2.3 Strahlausbreitung durch einen Retroreflektor

Ein Retroreflektor besteht aus drei, im rechten Winkel zusammengeführten Spiegeln. Trifft ein Laserstrahl auf einen der drei Spiegel, so wird der reflektierte Strahl nach dem Reflexionsgesetz im selben Winkel reflektiert, wie er eingefallen ist. Nach der Reflexion auf dem zweiten und dritten Spiegel verlässt der aus-

fallende Strahl den Retroreflektor parallel zum einfallenden Strahl mit einer Versetzung (siehe Abbildung 2.2).

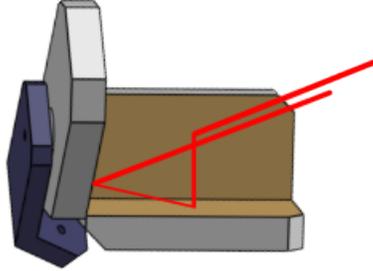


Abbildung 2.2: Gezeigt ist der Strahlverlauf eines einfallenden Strahls in einen Retroreflektor. Da die drei Spiegel des Retroreflektors orthogonal zu einander montiert sind, verläuft der Strahl nach jeder Reflexion orthogonal zum vorherigen Verlauf und verlässt den Retroreflektor in parallel zur einfallenden optischen Achse.

Abbildung 2.3 zeigt einen exemplarischen Verlauf eines Laserstrahls durch einen planaren Spiegel und einen Retroreflektor. Während sich beim rotieren eines Spiegels die Trajektorie eines einfallenden Strahls um den Drehwinkel ändern würde, ändert sich für die Trajektorie beim rotieren des Retroreflektors an seinem Eckpunkt nichts. Eine Verschiebung des Eckpunkts führt jedoch zu einer doppelt so großen Versetzung des ausfallenden Strahls im Vergleich zum einfallenden Strahl. Rotiert man den Retroreflektor von einem externen Drehpunkt aus, so versetzt sich die Trajektorie des Strahls ebenfalls [9]. Die Versetzung durch einen rotierten Spiegel (a) berechnet sich mit Berücksichtigung der Kleinwinkelnäherung aus

$$\Delta s_{\text{Spiegel}} = 2\alpha d \quad (34)$$

mit d dem Abstand des Spiegels zur zu messenden Verrückung. Die Verrückung der optischen Achse durch Verrückung eines Retroreflektors (c) und Rotation um einen Externen Drehpunkt (d) ergibt sich aus

$$\Delta s_{\text{Ref}} = 2\Delta s + 2\alpha d_{12} \quad (35)$$

mit $d_{12} = |\mathbf{P}_1 \mathbf{P}_2|$ dem Abstand zwischen dem Drehpunkt P_1 und dem Eckpunkt P_2 des Retroreflektors und Δs der Verrückung des Retroreflektors.

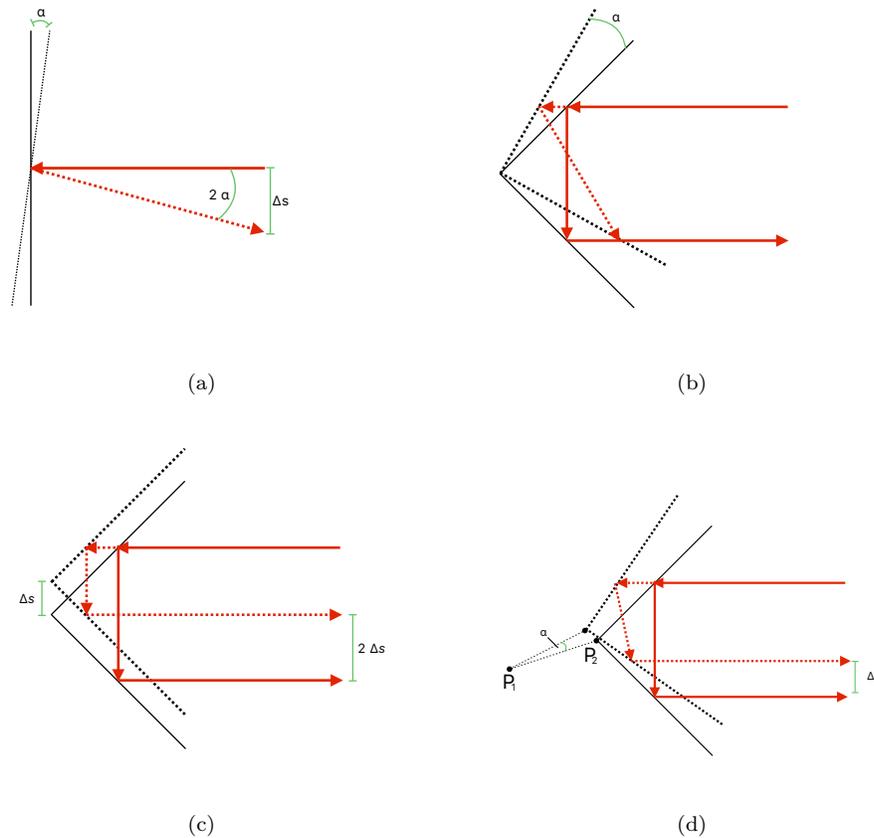


Abbildung 2.3: Darstellung des Strahlverlaufs eines Lasers durch einen bewegten Spiegel oder Retroreflektor. Die vier relevanten Bewegungen sind Rotieren des Spiegels um α (a), Rotieren des Retroreflektors um seinen Eckpunkt (b), Translation des Retroreflektors um Δs (c), Rotieren des Retroreflektors um α um einen externen Drehpunkt (d) [9]. Bei Rotieren des Retroreflektors um seinen Eckpunkt ändert sich für den Strahlverlauf nichts, während das Rotieren des planaren Spiegels, sowie translative Bewegungen des Retroreflektors oder das Rotieren um einen externen Drehpunkt den Strahlverlauf ändern.

2.3 Optische Dipolfallen

In optischen Dipolfallen verwendet man Licht, um in Atomen ein elektrisches Dipolmoment anzuregen und diese Atome durch das alternierende elektrische Feld des Lichts einzufangen. Optische Dipolfallen eignen sich hervorragend für das Experimentieren an atomaren Quantengasen, da sie die Atome im Vergleich zu anderen optischen Fallen, wie magneto-optischen Fallen oder Strahlungsdruckfallen nicht in einen anderen Zustand anregen und eine bessere optische Zugänglichkeit für das Messen und Beobachten des Ensembles bieten. Dieses Kapitel bietet ein grundlegendes Verständnis für die theoretischen physikalischen Konstrukte einer optischen Dipolfalle. Zur Beschreibung dieser Grundlagen wird sich an [10] orientiert. Um ein grundlegendes Verständnis über die Funktionsweise einer optischen Dipolfalle zu erlangen, ist es ausreichend, das eingefangene Atom als harmonischer Oszillator zu betrachten. Bestrahlt man ein Atom mit Laserlicht, so induziert das elektrische Wechselfeld \mathbf{E} des Lasers ein elektrisches Dipolmoment \mathbf{p} im Atom, das mit einer Frequenz ω oszilliert. Das elektrische Wechselfeld und das oszillierende elektrische

Dipolmoment werden beschrieben durch

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_p E(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} \quad (36)$$

$$\mathbf{p}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_p p(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}, \quad (37)$$

mit dem Polarisations-Einheitsvektor \mathbf{e}_p . Die Amplituden $E(\mathbf{r})$ und $p(\mathbf{r})$ sind über die komplexe Polarisierbarkeit α

$$p(\mathbf{r}) = \alpha E(\mathbf{r}) \quad (38)$$

miteinander verknüpft. Das elektrische Feld und dessen induziertes Dipolmoment bilden das Wechselwirkungspotential

$$U_{\text{dip}} = -\frac{1}{2} \langle \mathbf{p} \mathbf{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I, \quad (39)$$

mit der Feldintensität $I = 2\epsilon_0 c |E|^2$. Die Kraft $\mathbf{F}_{\text{dip}}(\mathbf{r})$, die das Wechselwirkungspotential auf das Dipolmoment auswirkt, ist gerade der Gradient des Potentials

$$\mathbf{F}_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\nabla U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) \nabla I(\mathbf{r}) \quad (40)$$

und steigt proportional zum Intensitätsgradienten. Die Leistung des Laserlichts wird zum Teil vom Oszillator absorbiert und in Schwingung versetzt, und wieder als Dipolstrahlung emittiert. Berechnet wird die Absorptionsleistung durch

$$P_{\text{abs}} = \langle \dot{\mathbf{p}} \mathbf{E} \rangle = 2\omega \text{Im}(p E^*) = \frac{\omega}{\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I. \quad (41)$$

Da man Licht auch als einen Strahl von Photonen mit der Energie $\hbar\omega$, annehmen kann, ist eine Absorption und direkte Emission des Lichts am Oszillator auch als Streuung interpretierbar. Die Streurrate Γ_{sc} am Oszillator kann durch die absorbierte Leistung pro Photon

$$\Gamma_{\text{sc}}(\mathbf{r}) = \frac{P_{\text{abs}}}{\hbar\omega} = \text{Im}(\alpha) I(\mathbf{r}) \quad (42)$$

berechnet werden und soll für eine effiziente Dipolfalle so klein wie möglich ausfallen. Die Polarisierbarkeit wird berechnet, indem man die Bewegungsgleichung

$$\ddot{x} + \Gamma_\omega \dot{x} + \omega_0^2 x = -e \frac{E(t)}{m_e} \quad (43)$$

eines Elektrons des Atoms im Wechselfeld löst. Es wird dabei angenommen, das Elektron sei elastisch am Kern des Atoms gebunden. Durch ω_0 wird die Eigenfrequenz der Schwingung des Elektrons beschrieben und

$$\Gamma_\omega = \frac{e^2 \omega^2}{6\pi \epsilon_0 m_e c^3} \quad (44)$$

ist die Dämpfungsrate, die durch die Energieabstrahlung des schwingenden Elektrons entsteht. Die inhomogene Differentialgleichung kann mit dem Ansatz

$$x(t) = x_0 e^{-i\omega t} \quad (45)$$

gelöst werden. Für die Trajektorie des Elektrons ergibt sich

$$x(t) = \frac{1}{\omega_0 - \omega^2 - i\Gamma_{\omega}\omega} \frac{e}{m_e} E(t) e^{-i\omega t}. \quad (46)$$

Per Definition berechnet sich das Dipolmoment aus dem Produkt von Ladung und Auslenkung

$$p(t) = ex(t). \quad (47)$$

Stellt man Gl. 38 nach α um und setzt den Ausdruck aus Gl. 47 ein, erhält man die frequenzabhängige Polarisierbarkeit

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_{\omega}}. \quad (48)$$

Durch substituieren der nach $\frac{e^2}{m_e}$ umgestellten Gleichung 44 und einfügen der Resonanz-Dämpfungsrate $\Gamma = \Gamma_{\omega_0} = \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 \Gamma_{\omega}$ in Gl. 48 erhält man den Ausdruck

$$\alpha(\omega) = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\frac{\omega^3}{\omega_0^2}\Gamma}. \quad (49)$$

Nun steht alles zur Verfügung um das Dipolpotential und die Streurrate

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\mathbf{r}) \quad (50)$$

$$\Gamma_{\text{sc}}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (51)$$

zu definieren. In optischen Dipolfallen möchte man den Laser zum einzufangenden Teilchen verstimmt, also in einer abweichenden Frequenz als der Resonanzfrequenz verwenden, da sonst im Resonanzfall der Resonanzterm $\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega}$ und somit das Dipolpotential, aber auch die Streurrate gegen Unendlich wächst. Die Frequenz des Lasers wird in den meisten Fällen nahe der Resonanzfrequenz gestimmt, sodass die Verstimmung $\Delta = \omega - \omega_0$ weitaus kleiner ist als die Resonanzfrequenz selbst ($|\Delta| \ll \omega_0$). Somit kann man annehmen, dass $\frac{\omega}{\omega_0} \approx 1$ und der Term $\frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega}$ nach der Drehwellennäherung vernachlässigt werden kann. Gl. 50 und 51 vereinfachen sich somit zu

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\mathbf{r}) \quad (52)$$

$$\Gamma_{\text{sc}}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (53)$$

Die Streurrate und das Dipolpotential sind über den Faktor $\frac{\Gamma}{\Delta}$ miteinander verknüpft

$$\hbar\Gamma_{\text{sc}} = \frac{\Gamma}{\Delta} U_{\text{dip}}. \quad (54)$$

Wie man sieht, skaliert die Streurrate mit $\frac{I(\mathbf{r})}{\Delta^2}$, während das Dipolpotential nur mit $\frac{I(\mathbf{r})}{\Delta}$ skaliert. Bei höheren Verstimmungen sinkt die Streurrate also viel schneller als das Dipolpotential, weswegen man bei optischen Dipolfallen meist sehr hohe Verstimmungen mit sehr hoher Intensität verwendet. Man unterscheidet außerdem zwischen zwei Arten der Verstimmung, die Rotverstimmung und die Blauverstimmung. Bei der Rotverstimmung ist die Laserfrequenz kleiner als die Resonanzfrequenz und somit $\Delta < 0$. Das Dipolpotential besitzt in dem Fall ein negatives Vorzeichen und Atome werden in den Potentialtopf hinein gezogen und sammeln sich bei maximaler Intensität des Strahls. Für eine Blauverstimmung benötigt man eine Laserfrequenz, die größer ist als die Resonanzfrequenz, wodurch $\Delta > 0$ ist. Das Dipolpotential ist positiv und schiebt die Atome aus dem Strahl des Lasers. Blauverstimte Dipolfallen benötigen daher komplexere Fallengeometrien um Atome einzufangen.

2.3.1 Manipulation von Atomen mittels Optischer Dipolfalle

Um eine optische Dipolfalle nun zum Transport eingefangener Atome zu verwenden, muss lediglich der Fokus des zum Einfangen verwendeten Gauß-Strahls bewegt werden. Dies wird zum Beispiel erreicht, indem die Linse, die den Gauß-Strahl fokussiert, bewegt wird. Das maximale Potential im Zentrum des Gauß-Strahls ist dabei umgekehrt Proportional zur minimalen Strahltaile w_0 und somit nach Gl. 25 umgekehrt proportional zur Brennweite der Linse. Um das maximale Potential zu berechnen wird in Gl. 39 die maximale Intensität aus Gl. 21 eingesetzt und man erhält

$$U_0 = \frac{\text{Re}(\alpha)P_0}{\epsilon_0\pi c w_0^2}. \quad (55)$$

Setzt man die Gauß-Funktion (Gl. 19) in das Wechselwirkungspotential (Gl. 39) ein, so erhält man das Potential des Gauß-Strahls

$$U_{\text{dip}}(\rho, z) = -U_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}}. \quad (56)$$

Nahe $z = 0$, an dem sich das Potentialminimum befindet, genügt das Potential der harmonischen Näherung und lässt sich näherungsweise als

$$U_{\text{dip}}(\rho, z) \approx -U_0 + \frac{1}{2}m(\omega_\rho^2\rho^2 + \omega_z^2z^2) \quad (57)$$

beschreiben, mit $\omega_\rho = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}}$ der radialen Fallenfrequenz, $\omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_0^2}}$ der axialen Fallenfrequenz und m der Masse der eingefangenen Atome. Wird die Dipolfalle entlang der z -Achse bewegt, so ändert sich das

Dipolpotential abhängig von der Beschleunigung zu [9]

$$U_{\text{dip}}(\rho, z) = -U_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}} + maz. \quad (58)$$

Diese Verformung des Dipolpotentials (Abbildung 2.4) kann zu einem Verlust eingefangener Atome führen.

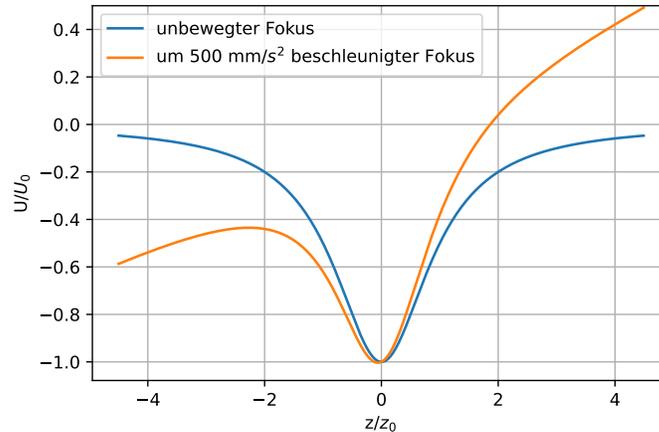


Abbildung 2.4: Zu sehen sind die Graphen eines Dipolpotentials bei um $a = 500 \frac{\text{mm}}{\text{s}^2}$ beschleunigten und unbewegten Fokus der Dipolfalle.

2.3.2 Atomare Erwärmung durch Transport in einer optischen Dipolfalle

Werden die Atome innerhalb der optischen Dipolfalle transportiert, beginnen sie, sich durch Oszillation des Schwerpunkts in Bewegungsrichtung innerhalb der Falle zu erwärmen. Diese Energieänderung lässt sich über

$$\Delta E = \frac{1}{2} m \omega_z^2 z_{\text{max}}^2 \quad (59)$$

berechnen, wobei $z_{\text{max}} = \frac{|\mathcal{F}[a(t)](\omega_z)|}{\omega_z}$ der maximalen Oszillationsamplitude des Schwerpunkts und $\mathcal{F}[a(t)](\omega_z)$ der Fouriertransformierten des Beschleunigungsprofils entspricht [9]. Hieraus lässt sich auch die Erwärmung durch die Oszillation der optischen Dipolfalle orthogonal zur Bewegungsrichtung annähernd als

$$\Delta E = \frac{1}{2} m \omega_\rho^2 |\mathbf{r}_{\text{max}}|^2 \quad (60)$$

beschreiben.

2.4 Der thermische Linseneffekt

Da ein Laserstrahl im Zentrum eine weitaus höhere Intensität hat als am Rand der Strahlteile, absorbieren optische Bauteile entlang des Zentrums der optischen Achse mehr Leistung als am Rand, was zu einer unregelmäßigen Wärmeverteilung des optischen Bauteils führt [5]. Es kommt zu einer zusätzlichen Oberflächenkrümmung und einem erhöhten Brechungsindex des optischen Bauteils, was als thermischer

Linseneffekt bezeichnet wird. Als Folge verändert sich die Position des Fokuspunktes und der Fokus verrückt. Selbst die Resonatorspiegel des Laserresonators sind von diesem Phänomen betroffen [3]. Dieser Effekt wird weiter verstärkt, umso mehr Staub sich auf den optischen Bauteilen befindet, weswegen die Bauteile regelmäßig gesäubert sein sollten, um den Effekt zu minimieren [1].

3 Experimenteller Aufbau und Versuchsablauf

Es soll gemessen werden, welcher der beiden optischen Bauteile, Linse und Retroreflektor, sich besser eignet um den Fokus eines Laserstrahls, der Verwendung als optische Dipolfalle finden soll, zu verschieben. Hierzu werden die Linse und der Retroreflektor jeweils auf den Linearverschiebetisch montiert und der sich bewegende Fokus mit einer CCD-Kamera abgebildet. Dies wird bei verschiedenen Laserleistungen durchgeführt, um den thermischen Linseneffekt zu beobachten. Aus den Bildern wird bestimmt, welches optische Bauteil es zu den kleinsten Verrückungen des Laserfokus führt.

3.1 Der Versuchsaufbau

In Abbildung 3.1 ist der Aufbau zur Messung der Linse und des Retroreflektors dargestellt. Der kollimierte Laserstrahl durchläuft zuerst ein $\frac{\lambda}{2}$ -Wellenplättchen und einen Strahlteiler. Der reflektierte Teil des Strahls mündet in einen Strahlblocker, der transmittierte Teil durchläuft zwei Linsen, die ein Teleskop bilden. Nach dem Teleskop verdoppelt sich die Strahltaile des kollimierten Strahls. Wird die Linse auf dem Linearverschiebetisch gemessen, so wird der Strahl mithilfe eines Periskops und zwei Spiegeln ausgerichtet, sodass die optische Achse durch das Zentrum der Linse läuft und durch einen Strahlabschwächer auf die Kamera trifft. Beim Messen des Retroreflektors befindet sich die Linse vor dem Periskop, der den Laserstrahl auf die Höhe des Retroreflektors bringt.

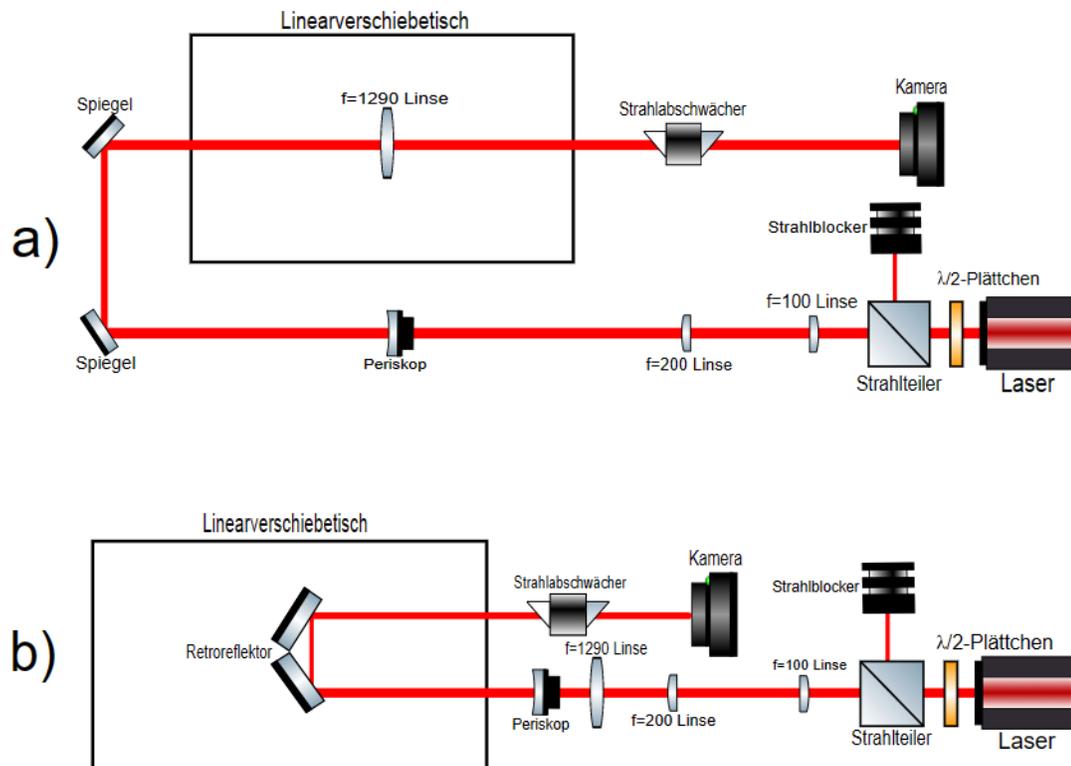


Abbildung 3.1: Illustration des Aufbaus zur Messung der Linse (a) und des Retroreflektors (b). Zum Fokussieren des Strahls in die Kamera wird eine $f_3 = 1290$ mm Linse verwendet. Ein Teleskop mit $f_1 = 100$ mm und $f_2 = 200$ mm Linsen dient zur Vergrößerung der Strahltaile des kollimierten Strahls. Der Strahlteiler und das $\frac{\lambda}{2}$ -Wellenplättchen sowie der Strahlabschwächer dienen zum anpassen der Leistung.

3.1.1 Spezifikationen des Lasers

Verwendet wird ein YLR-100-LP-WC Laser der Firma IPG Photonics, der einen linear polarisierten kollimierten Strahl der Wellenlänge $\lambda = 1070 \text{ nm}$ mit einer Strahltaile von $w_0 = 2,5 \text{ mm}$ und einer Leistung zwischen 2 W und 100 W erzeugen kann. Es gibt außerdem die Funktion einen Leitstrahl mit einer weitaus geringeren Leistung zu erzeugen, der beim Ausrichten der optischen Bauteile helfen soll. Neben dem Stromanschluss und dem Kühlwasserzufuhr besitzt der Laser drei weitere Anschlüsse - den analogen, digitalen und Interlock Input. Der Interlock dient zur Sicherheitsabfrage und verhindert das Verwenden des 1070 nm Lasers, solange keine Spannung am Interlock anliegt. Der digitale Input muss konstant mit einer Spannung von 1 V bedient werden um das Gerät einzuschalten und die graphische Oberfläche bedienen zu können. Am analogen Input kann eine Spannung zwischen 1 V und 10 V angelegt werden. Je nach angelegter Spannung ändert sich die Leistung des 1070 nm Lasers, angefangen bei $P = 2,3 \text{ W}$ bei 1 V bis hin zu $P = 100 \text{ W}$ bei 10 V .

3.1.2 Strahlteiler und Wellenplättchen

Ein $\frac{\lambda}{2}$ -Wellenplättchen und Strahlteiler sind direkt vor dem Kollimator des Lasers positioniert, welche die Leistung des Lasers durch drehen des Wellenplättchens regulieren. Somit ist es sicherer, die optischen Bauteile auszurichten und den Strahl zur Verwendung eines Beamprofilers abzuschwächen.

3.1.3 Das Linsensystem und Nutzen des Teleskops

Da bei der späteren Implementierung der optischen Dipolfalle zum Transport der Atome zwischen magnetooptischer Falle und Mikroskopkammer der Abstand zwischen dem Linearverschiebetisch und der Mikroskopkammer ca. $1,5 \text{ m}$ betragen wird, wird zum Erzeugen der optischen Dipolfalle eine Linse mit einer Brennweite von $f_3 = 1290 \text{ mm}$ verwendet. Mit der Verschiebbarkeit des Linerverschiebetischs zwischen $\pm 200 \text{ mm}$ ist somit der Transport gewährleistet. Um eine möglichst hohe Potentialtiefe zu erreichen, wird ein Teleskop verwendet um die Strahltaile des kollimierten Strahls zu vergrößern, bevor es durch Linse f_3 fokussiert wird. Nach Gl. 25 vergrößern zwei Linsen im Abstand $l = f_1 + f_2$ die Strahltaile eines kollimierten Strahls um

$$w'_0 = \frac{f_2}{f_1} w_0. \quad (61)$$

Verwendet werden für das Teleskop Linsen mit den Brennweiten $f_1 = 100 \text{ mm}$ und $f_2 = 200 \text{ mm}$ im Abstand von 30 cm . Die Strahltaile des Lasers verdoppelt sich und die neue theoretische Strahltaile beträgt $w'_0 = 10 \text{ mm}$. Die theoretische Strahltaile der optischen Dipolfalle nach der $f_3 = 1290 \text{ mm}$ Linse beträgt

$$w''_0 = \frac{1070 \text{ nm}}{\pi \cdot 10 \text{ mm}} \cdot 1290 \text{ mm} \approx 44 \mu\text{m}. \quad (62)$$

Mithilfe eines Beamprofilers wird die Strahltaile zur Verifizierung nachgemessen. Anhand des Beamprofilers erhält man eine Strahltaile von

$$w''_{0,B} \approx 57 \text{ mm}. \quad (63)$$

Über Gl. 55 lässt sich die Potentialtiefe des Lasers berechnen. Mit einer maximalen Leistung von $P_0 = 100 \text{ W}$, einer Polarisierbarkeit von $\alpha_{1070} = 167 \text{ a.u.}$ [8] und einer minimalen Strahltaile von $\omega'_0 = 57 \mu\text{m}$ ergibt sich eine maximale Potentialtiefe von

$$U_0 = \frac{167 \text{ a.u.} \cdot 100 \text{ W}}{\epsilon_0 \pi c \cdot (57 \mu\text{m})^2} \approx 736 \mu\text{K}. \quad (64)$$

3.1.4 Bedienung der CCD-Kamera

Die CCD-Kamera, FLIR Blackfly S BFS-U3-120S4M, hat eine Auflösung von 4000×3000 Pixeln mit jeweiliger Pixelgröße von $1,85 \mu\text{m}$ und eine Framerate von 31 Hz . Ihre Leistungstoleranz von $10 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ darf nicht überschritten werden. Da der Laserstrahl einen Radius von $57 \mu\text{m}$ besitzt und eine Leistung von bis zu 100 W erreichen kann, was einer Leistung pro Fläche von $980 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ entspricht, wird ein Strahlabschwächer vor der Kamera benötigt.

3.1.5 Funktionsweise des Strahlabschwächers

Um die Auswirkungen des thermischen Linseneffekts an den optischen Bauteilen zu beobachten und die Leistung des Strahls kurz vor der CCD-Kamera zu minimieren, wird ein Strahlabschwächer in die optische Achse zwischen Linearverschiebetisch und Kamera gesetzt. Dieser besteht aus einem Strahlblocker mit Durchgangsloch und einem abnehmbaren Prisma, in dessen rechtwinklig zueinander stehenden Oberflächen zwei teildurchlässige Spiegel eingebaut sind. Durch die Spiegel wird ein Teil der Strahlleistung in den Strahlblocker hinein reflektiert und ein Teil wieder hinaus transmittiert. Die beiden Spiegel haben eine Transmissionsrate von $< 1\%$ und werden so gewählt, dass die Leistung um den Faktor 10^{-6} sinkt. In Abbildung 3.2 ist eine Demonstration der Strahlausbreitung durch das Prisma abgebildet.

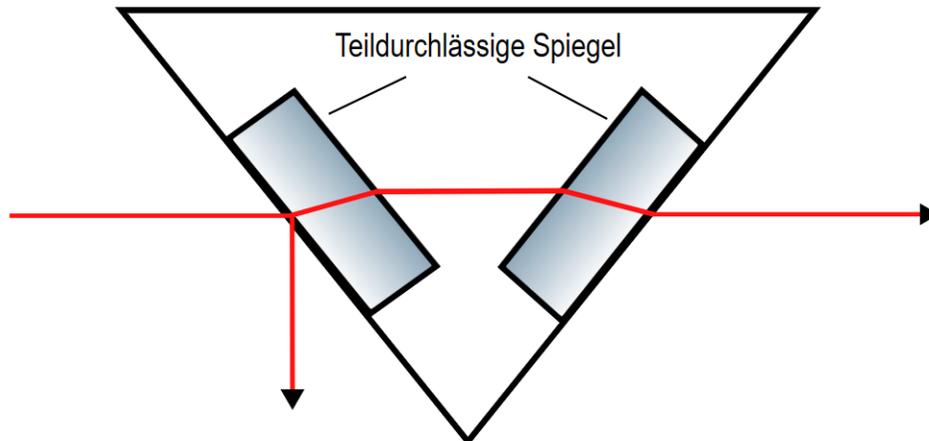


Abbildung 3.2: Darstellung des entnehmbaren Prismas des Strahlabschwächers. Es werden zwei teildurchlässige Spiegel benötigt, da die Position der optischen Achse durch einen teildurchlässigen Spiegel verschoben wird.

3.2 Bedienung des Linearverschiebetischs von Aerotech

die verwendete $f_3 = 1290$ mm Linse und der Retroreflektor werden zum verschieben des Fokus durch den Linearverschiebetisch ABL1500 der Firma Aerotech (Abbildung 3.3) transportiert. Um Reibungen und Vibrationen des Tisches zu minimieren, ist der Linearverschiebetisch luftgelagert. Er kann einen Weg von bis zu 400 mm zurücklegen, eine Geschwindigkeit von bis zu $2 \frac{m}{s}$ erreichen und auf diese mit einer maximalen Beschleunigung von $2g$ beschleunigen.



Abbildung 3.3: Linearverschiebetisch Modell ABL 1500 von Aerotech [4].

Der Lineaverschiebetisch wird über das Steuerungsgerät Namens Ensemble HLe (Abbildung 3.4), ebenfalls von Aerotech, gesteuert. Um den Linearverschiebetisch zu bedienen, wird das Steuerungsgerät über ein Ethernet-Kabel an einem Computer verbunden und über Bedienungssoftware befehligt. Befehle werden in der firmeneigenen Programmiersprache Aerobasic verfasst und angewendet.



Abbildung 3.4: Steuerungsgerät Modell Ensemble HLe von Aerotech [4].

3.2.1 Aerobasic Programm und Ensemble IDE

In Abbildung 3.5 ist die Integrierte Entwicklungsumgebung (IDE) „Ensemble Motion Composer“ des Aerotech Ensemble HLe Steuerungsgeräts zu sehen. Über die Tastenfelder oberhalb der Befehlseingabe kann der Linearverschiebetisch manuell bedient werden. Durch den „Home“-Knopf wird der Linearverschiebetisch zur Ausgangsposition gebracht, welche sich bei Werkseinstellung in der Mitte der Schiene befindet.

Über die Pfeiltasten lässt sich der Tisch vor und zurück bewegen, über „Jog“ ist die Geschwindigkeit der manuellen Steuerung einstellbar. Die Position und Geschwindigkeit des Tisches lässt sich jederzeit ablesen. Das in der Befehlseingabe geschriebene Programm wird zur Erzeugung der Trajektorie des Tisches während des Messvorgangs verwendet. In Tabelle 3.1 werden die Befehle erklärt.

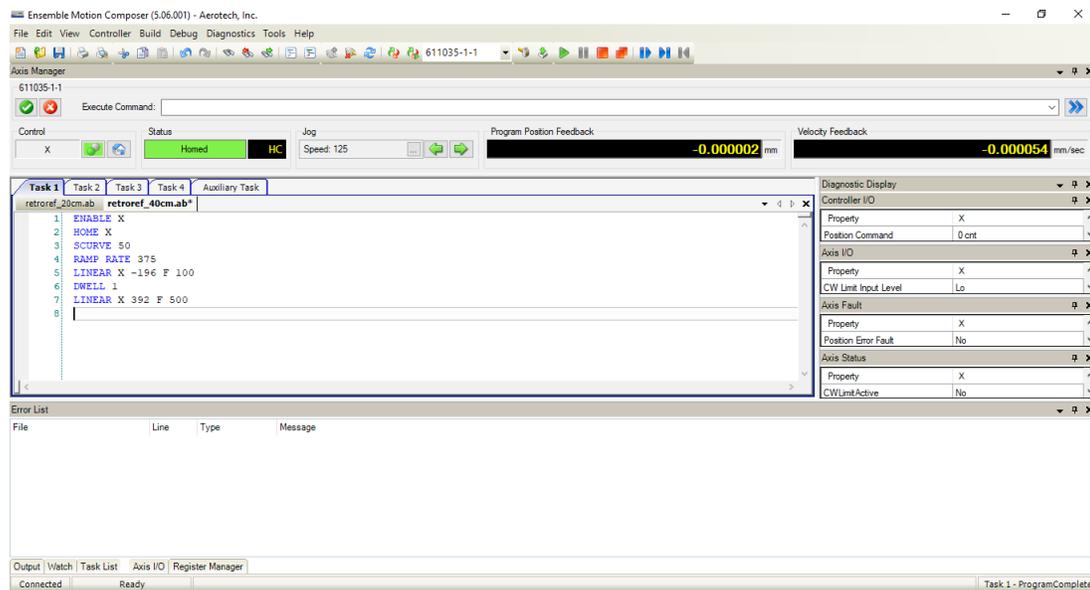


Abbildung 3.5: Der Aerotech Motion Composer. Hier können Programme in der Programmiersprache AeroBasic verfasst und angewendet werden.

Tabelle 3.1: Beschreibung der wichtigsten Befehle der AeroBasic Programmiersprache.

Syntax	Funktion
ENABLE <Axis>	Aktiviert die gewünschte Achse.
HOME <Axis>	Führt den Linearverschiebetisch zur Ausgangsposition der gewünschten Achse.
SCOPETRIG	Nimmt den Geschwindigkeits-, Beschleunigungs- und Positionsverlauf des Linearverschiebetisches auf.
SCURVE <Value>	Setzt die Form des Beschleunigungsprofils fest. Der Wert kann zwischen 0 und 100 liegen und gibt prozentual an, wie groß der lineare Anteil des Beschleunigungsprofils ist. Bei einem Wert von 50 sind 50% des Beschleunigungsprofils linear und 50% konstant.
RAMP RATE <Value>	Setzt den maximalen Beschleunigungswert fest. Ein Wert von 375 ergibt hierbei eine Beschleunigung von $500 \frac{\text{mm}}{\text{s}^2}$.
DWELL <Value>	Lässt den Linearverschiebetisch bewegungslos so viele Sekunden verweilen, wie es der angegebene Wert verlangt.
LINEAR <Axis> <Distance> F <Speed>	Führt eine Bewegung auf der gewünschten Achse aus. Über <Distance> und <Speed> wird die Länge des zurückgelegten Weges und die maximale Geschwindigkeit festgelegt. Der Wert der maximalen Geschwindigkeit hat hierbei weniger Priorität als der festgelegte RAMP RATE und SCURVE Parameter und wird nur erreicht, wenn dies mit dem vorgelegten Beschleunigungsprofil möglich ist.

3.2.2 Darstellung der Trajektorie - Ensemble Digital Scope

Der aufgenommene Geschwindigkeits-, Beschleunigungs- und Positionsverlauf wird im zugehörigen Programm Ensemble Digital Scope verarbeitet und geplottet. Für das in der IDE dargestellte Programm ergibt sich der in Abbildung 3.6 gezeigte Bewegungsverlauf. Die maximale Geschwindigkeit ist so hoch gewählt, dass die Beschleunigung innerhalb des zurückgelegten Weges die Geschwindigkeit nicht erreichen kann und der Übergang zwischen positiv maximaler und negativ maximaler Beschleunigung ununterbrochen linear verläuft. Der zurückgelegte Weg läuft von -196 mm bis $+196 \text{ mm}$, da die Sicherheitseinstellung der IDE den Linearverschiebetisch beim überschreiten von $\pm 196 \text{ mm}$ stoppt, um Kollisionen mit den Schienenenden zu vermeiden.

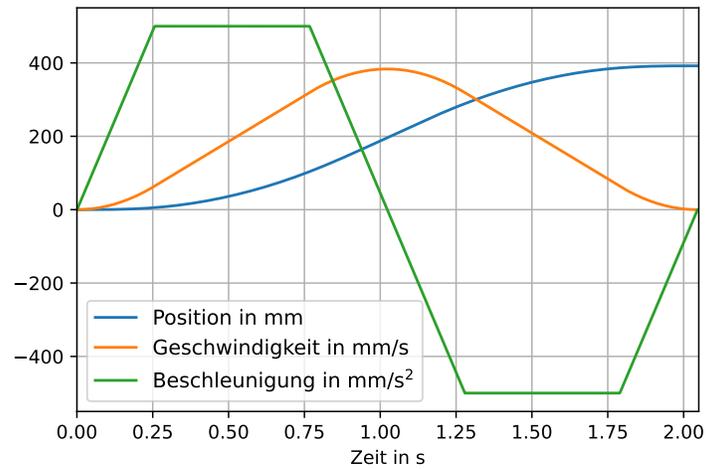


Abbildung 3.6: Das Positions-, Geschwindigkeits- und Beschleunigungsprofil des in Abbildung 3.5 gezeigten Programms. Die Maximale Beschleunigung beträgt $500 \frac{\text{mm}}{\text{s}^2}$ und die Maximale Geschwindigkeit $383 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$.

3.3 Messablauf

Die Linse wird über den Linearverschiebetisch in kurzen Zeitabständen von maximal 5 Sekunden wiederholt über die festgelegte Entfernung in die selbe Richtung transportiert. Die CCD-Kamera ist so positioniert, dass der Fokuspunkt der optischen Dipolfalle auf dem Bild sichtbar ist, während sich die Linse im Zentrum des Linearverschiebetisches befindet. Die Linse bewegt sich in einer Zeitspanne von knapp über zwei Sekunden. Da die Bilderfassung manuell gestartet werden muss, wird die Aufnahmezeit großzügig auf 3000 ms gestellt. Mit einer Framerate der Kamera von 31 Hz entstehen während dem Messvorgang um die 100 Bilder. Zu jeder Leistung werden 3 Messungen aufgenommen, sowohl bei Bewegungen des Linearverschiebetisches, als auch bei im Zentrum des Linearverschiebetisches ruhender Linse. Diese Messung wird auch für den auf dem Linearverschiebetisch montierten Retroreflektor durchgeführt.

4 Stabilität der Fokusposition

Um eine Aussage über die Stabilität des Laserprofils mithilfe der aufgenommenen Bilder zu treffen, wird zu jedem aufgenommenen Bild das Massezentrum des Laserprofils errechnet. Aus den Massezentren jedes aufgenommenen Laserprofils wird dann die Standardabweichung, die den durchschnittlichen Abstand zur optischen Achse angibt, die größte zu erwartende Abweichung der Massezentren und die Wiederholbarkeit des Fokustransports berechnet. Die Wiederholbarkeit wird darin gemessen, wie weit die Massezentren zu Beginn jeder Messung zu den Massezentren der vorherigen Messungen entfernt sind.

4.1 Berechnung des Massezentrums des Laserprofils

Berechnungen und Plots werden mithilfe der Programmiersprache Python ausgeführt. Die Auswertung der Massezentren wird mithilfe des Codes 4.1 erreicht. Die Bilder jeder der drei Messreihen werden in Ordnern, die nach „measurement<Zahl>“ benannt sind, gespeichert. Das Programm durchläuft jeden Ordner und berechnet zu jedem Bild innerhalb des Ordners ein Massezentrum. Dies wird erzielt, indem wie in Zeile 17 zu sehen, das eingelesene Bild in eine Matrix konvertiert wird. Jeder Matrixeintrag wird besetzt mit dem Intensitätswert des zugehörigen Bildpixels. In Zeile 19 wird das „ndimage“ Paket verwendet, um das Massezentrum der Matrix zu berechnen. Zeile 24-27 visualisieren die errechneten Massezentren in einem Plot (Abbildung 4.1).

```

1 from PIL import Image
2 import os
3 from numpy import asarray
4 from numpy import where
5 from scipy import ndimage
6 import glob
7
8 i = 0
9 cx_list_ges = [[], [], []]
10 cy_list_ges = [[], [], []]
11 t_ges = [[], [], []]
12
13 for directory in glob.glob('C:/Users/Giuseppe/Directory/path/measurement*/*'):
14     x = 0
15     for file in os.listdir(directory):
16         image = Image.open(directory+file)
17         data = asarray(image)#Matrix conversion
18         data2 = where(data<2, 0, data)#added treshold
19         CoM = ndimage.center_of_mass(data2)#CoM calculation
20         cx_list_ges[i].append(CoM[1]*1.85) #pixel size 1,85 microns
21         cy_list_ges[i].append(CoM[0]*1.85)
22         t_ges[i].append(x*0.032258) #31 fps
23         #CoM plot into image
24         plt.plot(CoM[1], CoM[0], marker='.', color="red")
25         plt.title(x)

```

```

26 plt.imshow(image)
27 plt.show()
28 x = x+1
29 i=i+1

```

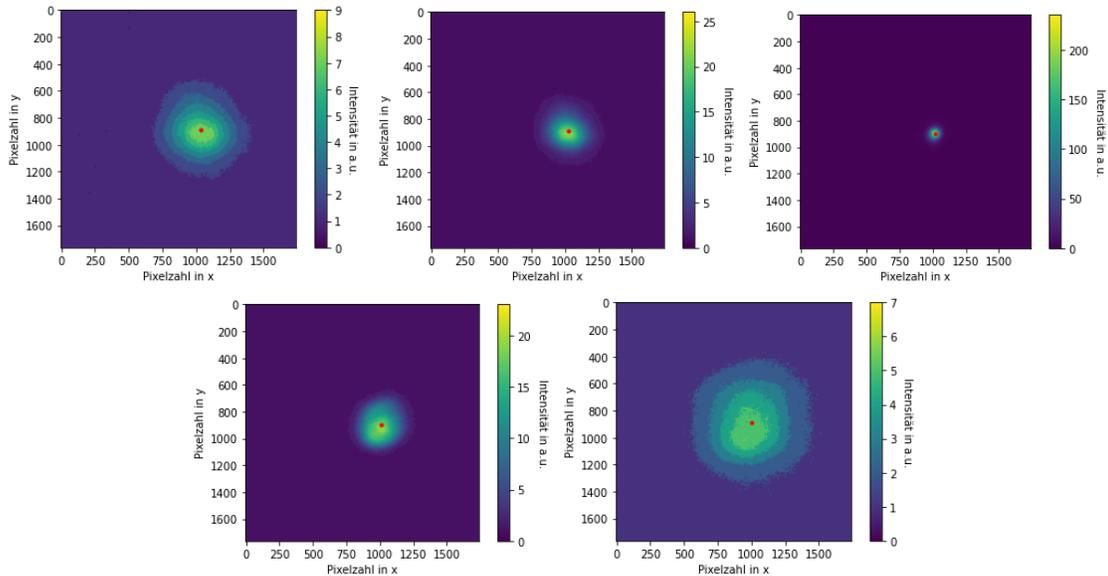


Abbildung 4.1: Zu sehen sind mit der CCD-Kamera aufgenommene Bilder des Laserprofils, während die Linse auf dem Linearverschiebetisch transportiert wird. Die Massezentren jedes Bildes (Rot) werden berechnet und in das Bild geplottet. Die Position wird in Pixelzahlen angegeben, die Größe eines Pixels beträgt $1,85 \mu\text{m}$. Die Bilder sind in chronologischer Reihenfolge angeordnet, das erste Bild beschreibt den Beginn der Messung und das letzte Bild das Ende. In der Mitte der Messung befindet sich der Fokus des Lasers auf der Kamera.

Fotografiert man den Strahlverlauf der sich bewegenden Linse bei einer Leistung von $2,3 \text{ W}$ und plottet die x - und y -Komponenten der errechneten Massezentren über die Zeit, so erhält man einen Graphen wie in Abbildung 4.2. Zu sehen ist ein sich langsam ändernder Verlauf des Massezentrums neben mehreren sehr kleinen Verrückungen, die im weiteren als Rauschen bezeichnet werden. Für diesen Verlauf ist der Astigmatismus verantwortlich, der durch die imperfekte Ausrichtung der Linse oder des Retroreflektors auf dem Linearverschiebetisch entsteht und beim Transport des Fokuspunkts zu langsamen Verschiebungen der optischen Achse führt. Zu sehen ist der Astigmatismus auch in den Bildern vor und nach dem Fokus in Abbildung 4.1. Vor dem Fokus ist das Laserprofil in x -Richtung oval gekrümmt, nach dem Fokus ist die ovale Krümmung in y -Richtung, also um 90° gedreht zu beobachten.

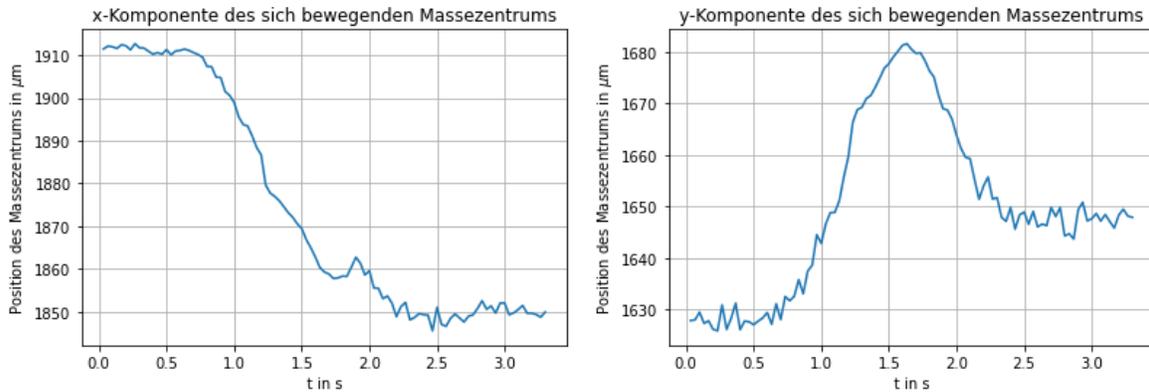


Abbildung 4.2: Die errechneten Massenzentren aus jedem Bild werden in ihre x - und y -Komponenten aufgeteilt und geplottet.

4.2 Anwendung und Erklärung des Savitzky-Golay-Filters

Die langsamen Verschiebungen des Massezentrums werden nicht durch den thermischen Linseneffekt oder die Vibrationen des Linearverschiebetischs hervorgerufen, sondern entstehen durch den Astigmatismus und verfälschen somit die Rauschmessungen. Sie spielen sich auf einer Größe von nur wenigen μm ab, es ist also kaum möglich über Ausrichten der Spiegel im Messaufbau diese Verschiebungen zu verhindern. Eine elegante mathematische Lösung zum Entfernen dieser Bewegungen aus den Messreihen ist die Verwendung eines Signalverarbeitungsfilters. Dieses soll das Rauschen filtern und nur die langsamen Bewegungen beibehalten, um dann die Differenz zwischen Messung und gefiltertem Signal zu bilden und somit das Rauschen separat betrachten zu können. Als Filtermethode wird das Savitzky-Golay-Filter verwendet, da es die Form des Signals im Gegensatz zu anderen Signalverarbeitungsfiltern nicht zu sehr beeinflusst. Bei Verwendung des Filters werden die Messwerte durch eine polynomiale Regression einstellbaren Grades über eine variable Anzahl von Stützstellen gebildet und für diese Stützstellen geglättete Werte bestimmt. Eine Demonstration des Savitzky-Golay-Filters zu den Messwerten aus Abbildung 4.2 ist in Abbildung 4.3 zu sehen.

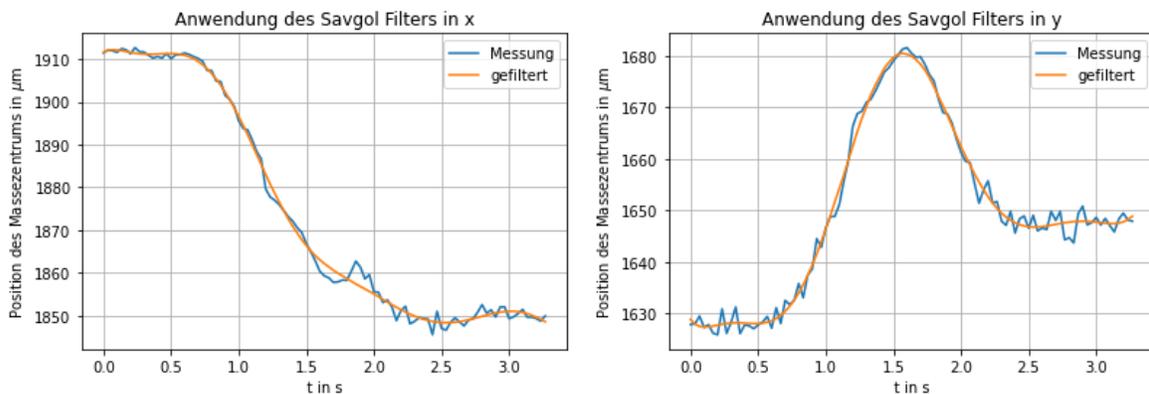


Abbildung 4.3: Das Savitzky-Golay-Filter wird auf die Messwerte in Abbildung 4.2 angewendet. Es wird ein Polynom 7. Grades verwendet, so wie 75 Stützstellen für x -Komponenten und 65 Stützstellen für die y -Komponenten.

Das Rauschen der Messreihe, also die Differenz zwischen ungefiltertem und gefiltertem Signal ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Mithilfe des Rauschens lassen sich nun Aussagen über die Effizienz der beiden Optischen Bauteile erzielen.

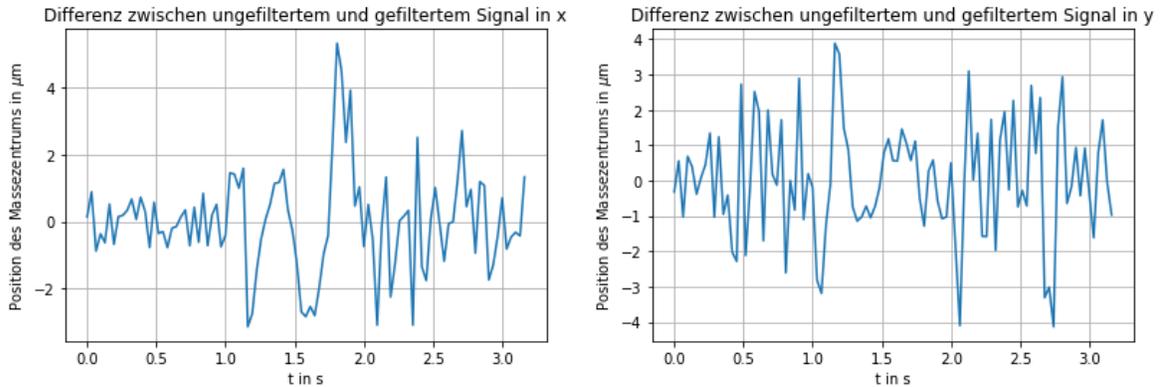


Abbildung 4.4: Das herausgefilterte Rauschen wird errechnet und für die Komponenten geplottet.

4.3 Linse und Retroreflektor im Vergleich

Die beiden optischen Bauteile werden bei ruhendem und bewegtem Linearverschiebetisch darauf untersucht, wie hoch die Standardabweichung des Rauschens ist und wie groß die Differenz zwischen Messwerten maximal werden kann. Über die Standardabweichung lässt sich vergleichen, wie sehr sich das Massezentrum im Schnitt bewegt. Die größte Differenz der Messwerte gibt an, was für eine Abweichung des Fokuspunkts man während dem Transport der Atome von der optischen Dipolfalle maximal erwarten kann. Beim Messen des bewegten Fokus werden außerdem die Startpositionen der Massezentren jeder Messung miteinander verglichen, um die optischen Bauteile auf ihre Wiederholbarkeit zu prüfen. Die Messungen werden zur Berücksichtigung des thermischen Linseneffekts zu den Leistungen 2,3 W, 23 W, 55 W, 75 W und 100 W durchgeführt.

4.3.1 Ruhender Linearverschiebetisch - Eine Analyse der Stabilität des Lasers

Es werden zu jeder Leistung je 3 Messungen bei Verwendung der Linse und des Retroreflektors durchgeführt. Die Messdauer beträgt $t = 3 \text{ s}$ und die CCD-Kamera ist so positioniert, dass sie den Fokus des Lasers aufnimmt. Die Standardabweichungen des Rauschens auf beiden Achsen zu unterschiedlichen Leistungen ist in den Graphen in Abbildung 4.5 zu sehen. Jeder Messwert ist mit Fehlerbalken der Größe $1,85 \mu\text{m}$ versehen, die der Größe eines Kamerapixels entspricht.

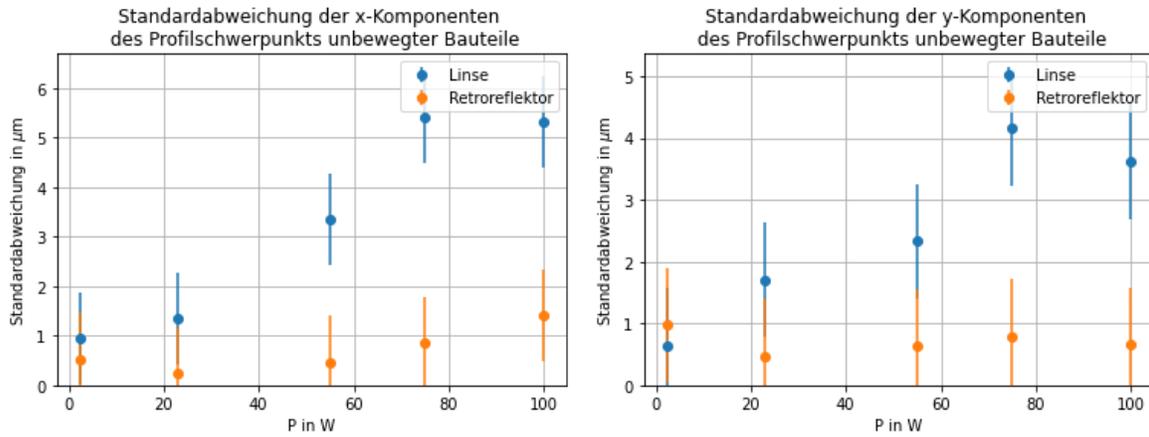


Abbildung 4.5: Zu sehen sind die errechneten Standardabweichungen der extrahierten Rausmessungen jeder Leistung bei ruhendem Linearverschiebetisch.

Während die Standardabweichung bei Verwendung der Linse in Abhängigkeit der Leistung steigt, bleibt die Standardabweichung bei Verwendung des Retroreflektors mit Berücksichtigung der Fehlerbalken konstant. Durch die niedrigeren Werte der Standardabweichung bei Verwendung des Retroreflektors lässt sich schlussfolgern, dass der Retroreflektor die Stabilität des Lasers verbessert, während die Stabilität bei Verwendung der Linse schlechter ausfällt. Beachtet man wie in Abbildung 2.3 dargestellt die Auswirkung des Retroreflektors auf die Trajektorie des Laserstrahls, so lässt sich durch die eindeutige Verbesserung der Stabilität des Lasers durch Verwendung des Retroreflektors vermuten, dass nur angulare Verschiebungen stattfinden, die sich mit Erhöhung der Leistung verstärken. Wirklich interessant ist jedoch nicht die Standardabweichung, sondern die maximal mögliche Abweichung der optischen Dipolfalle orthogonal zur optischen Achse (Abbildung 4.6).

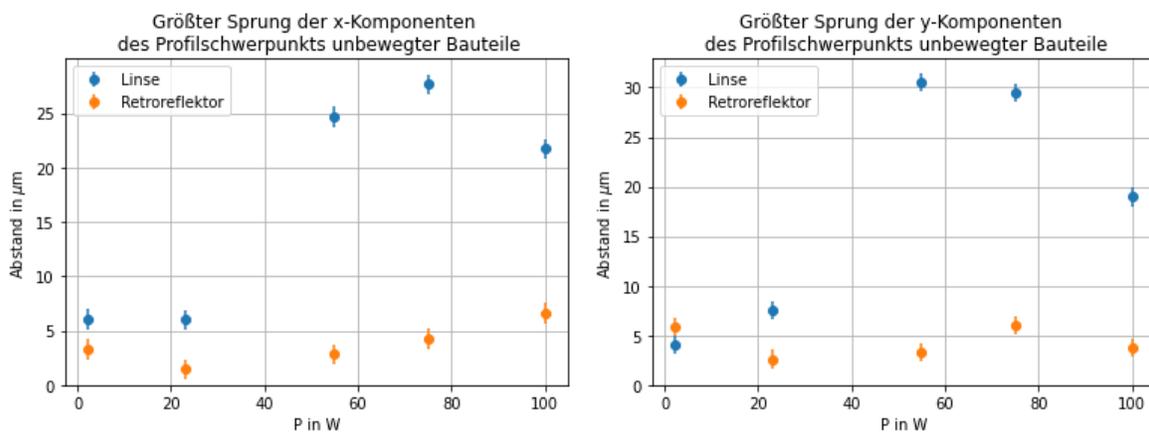


Abbildung 4.6: Abgebildet ist die größte mögliche Abweichung zwischen Positionen des Massezentrums, errechnet durch die Differenz zwischen maximalen und minimalen Messwert der Rausmessung des ruhenden Fokus. Gemessen wurde über seine Zeit von $t = 3\text{ s}$.

Während die maximal möglichen Abweichungen in sowohl der Linsen- als auch der Retroreflektormessung bei niedrigen Leistungen gering bleiben, steigen bei Verwendung der Linse die maximal möglichen Abweichungen über die Hälfte der Strahlteile der optischen Dipolfalle. Die Dysprosium Atome innerhalb der optischen Dipolfalle können sich äußerstenfalls um

$$\mathbf{r}_{\text{Sprung}} = \begin{pmatrix} x_{\text{Sprung}} \\ y_{\text{Sprung}} \end{pmatrix} \quad (65)$$

vom Zentrum der Dipolfalle verschoben. Nach Gl. 60 heizen sich die Atome dabei um

$$\Delta T = \frac{m\omega_{\rho}^2 |\mathbf{r}_{\text{max}}|^2}{2k_{\text{B}}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{4 \cdot 16,93 \mu\text{K}}{(57 \mu\text{m})^2} \cdot (7,24 \mu\text{m})^2 = 0,55 \mu\text{K} \quad (66)$$

auf. Um Verluste der eingefangenen Dysprosium Atome zu verhindern, müssen die Atome beim Einfangen in der optischen Dipolfalle kühler sein als die Differenz zwischen Potentialtiefe und Erwärmung durch Oszillation beträgt. In Tabelle 4.1 sind die äußerstenfalls auftretenden Temperaturunterschiede durch atomare Erwärmung und Potentialtiefen in Abhängigkeit der Leistung dargestellt. Wie man sieht, würden sich die Dysprosium Atome beim Verwenden der Linse auf dem Linearverschiebetisch in eine höhere Temperatur aufwärmen als das Potential tief ist, und somit die optische Dipolfalle verlassen. Beim Retroreflektor hingegen bleibt die Erwärmung immer mindestens eine Größenordnung kleiner als die Tiefe des Potentials.

Tabelle 4.1: Eingetragen sind die errechneten Erwärmungen und deren Größtfehler potentieller eingefangener Dysprosium-Atome im äußersten Fall durch rapide Bewegung des Massezentrums der optischen Dipolfalle, sowie die maximale Potentialtiefe bei unbewegtem Linearverschiebetisch. Der Größtfehler wird errechnet durch Größtfehlerrechnung, mit $\Delta r = 0,925 \mu\text{m}$ der halben Pixelgröße.

P in W	ΔT Linse in μK	ΔT Retroreflektor in μK	U_0 in μK
2,3	$0,55 \pm 0,14$	$0,47 \pm 0,13$	16,93
23	$9,68 \pm 1,86$	$0,92 \pm 0,57$	169,31
55	$383,22 \pm 18,07$	$4,58 \pm 1,98$	404,86
75	$555,55 \pm 25,42$	$18,41 \pm 4,62$	552,08
100	$376,63 \pm 24,16$	$26,13 \pm 6,36$	736,11

4.3.2 Auswirkungen des bewegten Fokus auf das Rauschen

Wichtig ist es auch zu untersuchen, wie sich die Bewegung des Fokus auf das Rauschen der optischen Dipolfalle auswirkt. Für die Bewegung der Linse wird das Beschleunigungsprofil aus Abbildung 3.6 verwendet. Über Gl. 59 lässt sich die Erwärmung der Dysprosium-Atome während des Transports errechnen. Mit dem verwendeten Linsensystem ergibt sich eine axiale Fallenfrequenz von

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2 \cdot 736 \mu\text{K} \cdot k_{\text{B}}}{162,5 \text{ u} \cdot (9,53 \text{ mm})^2}} = 28,78 \text{ Hz.} \quad (67)$$

Um die Oszillationsamplitude zu erhalten, muss das Beschleunigungsprofil des Linearverschiebetischs fouriertransformiert und die axiale Fallenfrequenz in die Transformation eingesetzt werden

$$z_{\max} = \frac{|\mathcal{F}[a(t)](28,78 \text{ Hz})|}{28,78 \text{ Hz}} = 281 \mu\text{m}. \quad (68)$$

Da die Oszillationsfrequenz so gering ist, erwärmen sich die Atome nur um

$$\Delta T = \frac{m_{\text{Dy}} \omega_z^2 z_{\max}^2}{2k_{\text{B}}} = 0,64 \mu\text{K}. \quad (69)$$

Da der Laser durch Verwendung des Retroreflektors verglichen mit der Linse den doppelten Weg zurücklegt, muss der Retroreflektor nur die Hälfte des zurückgelegten Weges der Linse bewegt werden. Das selbe Profil wird also für $s = 200 \text{ mm}$ Weglänge beim messen des Retroreflektors verwendet. Mit Berücksichtigung des neuen Beschleunigungsprofils ergibt sich eine neue Oszillationsamplitude $z_{\max} = 346 \mu\text{m}$ und einen Temperaturanstieg von $\Delta T = 0,97 \mu\text{K}$ bei Verwenden des Retroreflektors. Es werden zu jeder Leistung 3 Messreihen in einem Zeitabstand von 5 Sekunden zwischen jeder Messreihe aufgenommen, um auch die Wiederholbarkeit des Transports der Atome zu prüfen. Diese wird geprüft, in dem die Startpositionen jeder Messreihe miteinander verglichen und die größte Differenz zwischen den Startpositionen gebildet wird. Die Graphen zur Wiederholbarkeit der Linse und des Retroreflektors sind in Abbildung 4.7 zu sehen. Die Fehlerbalken sind um die Standardabweichungen aus Abbildung 4.5 erweitert.

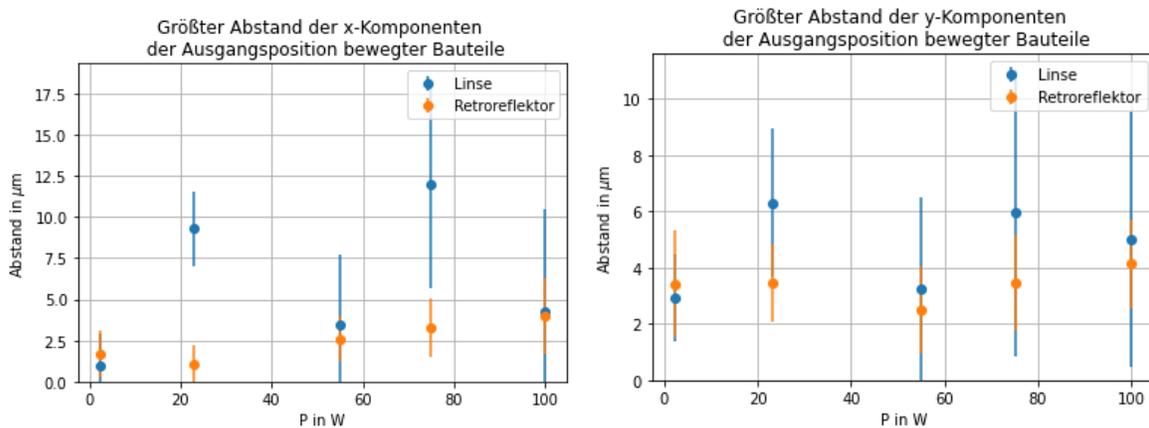


Abbildung 4.7: Der größte Abstand zwischen den Ausgangspositionen des Massezentrums zu Beginn jeder Messung gibt Aussage über die Wiederholbarkeit des Transports.

Beachtet man die Fehlerbalken, so lässt sich keine signifikante Aussage über die Wiederholbarkeit des Transports treffen, die nicht schon bei der Messung in Abbildung 4.5 gemacht werden kann. Der größte Abstand zwischen den Ausgangspositionen entspricht bis auf eine Ausnahme nämlich ungefähr der Standardabweichung des Rauschens ruhender Bauteile. Die Standardabweichung des Rauschens bewegter Bauteile (Abbildung 4.8) ist für die Linse etwas höher, jedoch im Rahmen der Fehlerbalken des Retroreflektors. Die gemessenen Standardabweichungen bei Bewegung des Fokus fallen zwar kleiner aus als bei ruhendem Fokus, jedoch ist zu beachten, dass Messergebnisse zwischen ruhendem und bewegtem Fokus aufgrund der Verwendung des Savitzky-Golay-Filters nicht direkt vergleichbar sind. Für die

Standardabweichung der x -Komponenten lässt sich wieder eine Abhängigkeit zur Leistung bei Verwendung der Linse aufgrund des thermischen Linseneffekts verzeichnen, während der Retroreflektor eine konstante Stabilität unabhängig der Leistung bietet. Interessant ist die Beobachtung der y -Komponente. Der Retroreflektor besitzt hier eine deutlich höhere Standardabweichung verglichen zur x -Komponente, was auf die Eigenschaften des Linearverschiebetisches zurückzuführen sein können. Da auf der vertikalen Achse die Schwerkraft gegen die Luftdrucklagerung des Linearverschiebetisches ankämpft, kann dies eine höhere Destabilisierung im Vergleich zur horizontalen Achse erklären. Eine weitere Begründung ist wieder auf den Astigmatismus der Linsenausrichtung zurückzuführen, durch die die Achsen sich asymmetrisch zueinander verhalten.

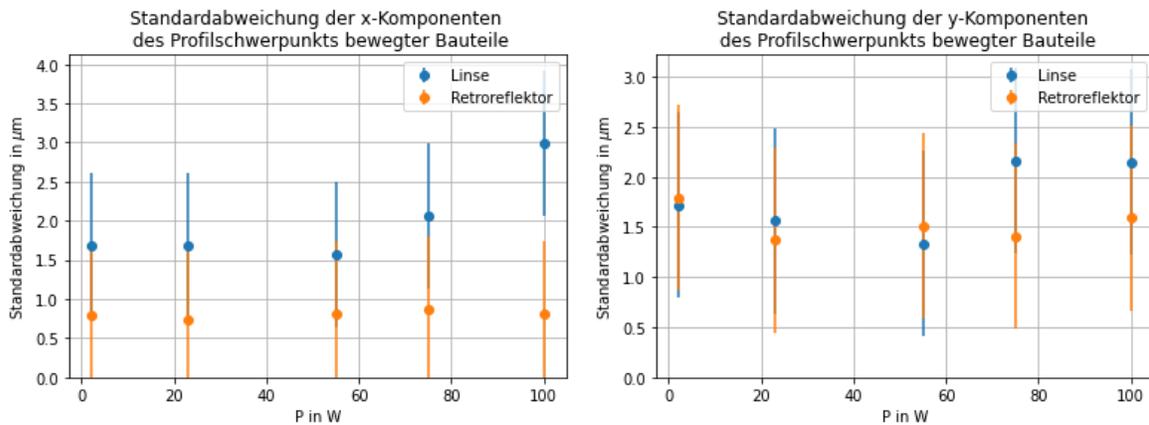


Abbildung 4.8: Die Graphen zeigen die errechneten Standardabweichungen der Rausmessungen des bewegten Linearverschiebetisches. Eine Leistungsabhängigkeit lässt sich nicht beobachten.

Die maximal mögliche Abweichung (Abbildung 4.9) bleibt für die x -Komponenten des Retroreflektors annähernd konstant unter $5 \mu\text{m}$, für die Linse steigt er ab einer Leistung von 55 W rapide an. Bei 100 W ist die maximal mögliche Abweichung bei Verwendung der Linse größer als die halbe Strahltaile der optischen Dipolfalle. Die y -Komponenten des Retroreflektors bleiben nicht so konstant, es lässt sich aber keine Abhängigkeit zur Leistung erkennen.

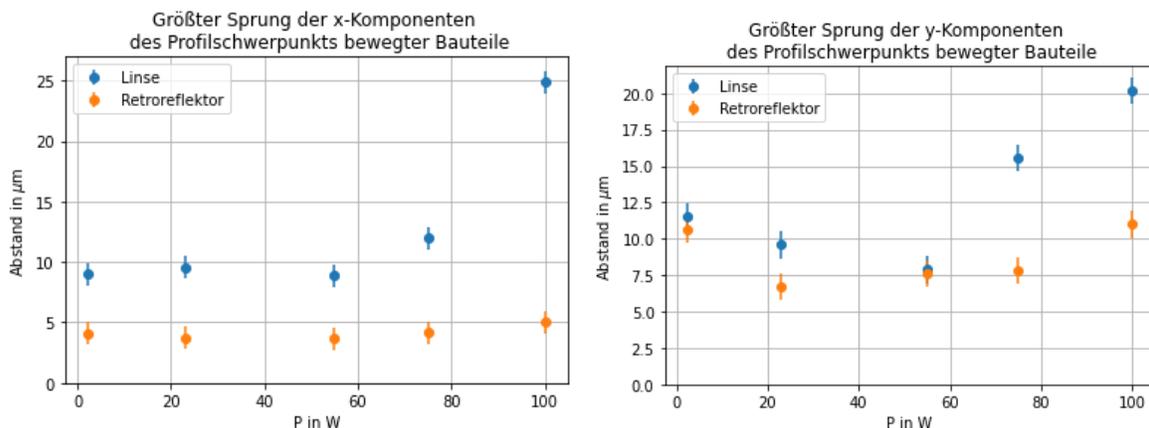


Abbildung 4.9: Die maximal mögliche Abweichung zwischen Werten der Rausmessung bei bewegtem Linearverschiebetisch ist berechnet und in die Graphen eingetragen.

Der Temperaturanstieg der Dysprosium Atome im äußersten Fall ist in Tabelle 4.2 zu sehen. Auch hier ist die Erwärmung bei Verwendung des Retroreflektors um mindestens eine Größenordnung kleiner als die Potentialtiefe, im Gegensatz zur Verwendung der Linse.

Tabelle 4.2: Die Erwärmungen der eingefangenen Atome durch das Rauschen des Massezentrums im äußersten Fall bei bewegtem Linearverschiebetisch sind errechnet und in die Tabelle eingetragen.

P in W	ΔT Linse in μK	ΔT Retroreflektor in μK	U_0 in μK
2,3	$2,23 \pm 0,28$	$1,35 \pm 0,22$	16,93
23	$19,13 \pm 2,61$	$6,14 \pm 1,48$	169,31
55	$34,96 \pm 5,46$	$17,75 \pm 3,89$	404,86
75	$130,60 \pm 12,32$	$26,77 \pm 5,58$	552,08
100	$464,88 \pm 26,85$	$66,19 \pm 10,13$	736,11

4.3.3 Theoretischer Vergleich zwischen Linse und Retroreflektor

Über die aus Abbildung 2.3 hergeleiteten Gleichungen 34 und 35 lässt sich das Empfindlichkeitsverhältnis

$$R = \frac{\Delta s_{\text{Linse}}}{\Delta s_{\text{Ref}}} = \frac{2\alpha d}{2\Delta s + 2\alpha d_{12}} \quad (70)$$

zwischen Linse und Retroreflektor berechnen. Δs_{Linse} berechnet sich wie $\Delta s_{\text{Spiegel}}$ mit $d = f_3$ der Brennweite der Linse und $\alpha = 4 \text{ arcs}$ der Abweichung in der Nick-/Gier-Achse aus den Spezifikationen des Linearverschiebetischs. $\Delta s = 1,5 \mu\text{m}$ ist ebenfalls aus den Spezifikationen entnommen und $d_{12} = 70 \text{ mm}$ ist durch die Halterung des Retroreflektors auf dem Linearverschiebetisch festgelegt. Somit ergibt sich ein Empfindlichkeitsverhältnis von

$$R_T = \frac{49 \mu\text{m}}{5,69 \mu\text{m}} = 8,6. \quad (71)$$

Die optische Dipolfalle ist bei Verwendung der Linse also theoretisch über 8-mal empfindlicher als bei Verwendung des Retroreflektors. Praktisch kann man das Empfindlichkeitsverhältnis als Division zwischen maximal möglicher Abweichung bei Verwendung der Linse und maximal möglicher Abweichung bei Verwendung des Retroreflektors (Abbildung 4.9) betrachten. In Tabelle 4.3 ist das Empfindlichkeitsverhältnis R_p in Abhängigkeit der Leistung eingetragen.

Tabelle 4.3: Zu sehen ist die Empfindlichkeit des Fokus in Abhängigkeit der Leistung des Laserstrahls. Berechnet wird sie aus den Messwerten in Abbildung 4.9.

P in W	Empfindlichkeitsverhältnis R_p
2,3	1,65
23	3,11
55	1,97
75	4,87
100	7,02

Bei niedrigen Leistungen ist das R_p weitaus kleiner als R_t . Nur bei einer Leistung von $P = 100\text{ W}$ ähneln sich R_p und R_t . Es gilt zu berücksichtigen, dass im Gegensatz zur Berechnung des theoretischen Empfindlichkeitsverhältnis beim praktischen Empfindlichkeitsverhältnis der thermische Linseneffekt auch miteinfließt. Dennoch ist in der Praxis das Empfindlichkeitsverhältnis geringer.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Die Arbeit befasste sich mit der Verschiebung des Fokus einer optischen Dipolfalle zum Transport eines Gases aus Dysprosium-Atomen und der Empfindlichkeit dessen Fokusstabilität. Diese wurde beeinträchtigt durch die Verwendung eines luftgelagerten Linearverschiebetischs zur Bewegung der optischen Bauteile, sowie dem thermischen Linseneffekt, dessen Einfluss bei steigender Leistung des Laserstrahls steigt. Zur Optimierung der Empfindlichkeit wurde zur Verschiebung des Fokus eine Linse mit einem Retroreflektor verglichen. Um die Empfindlichkeit der optischen Bauteile zu messen, wurde der Fokus des Strahls ruhend, so wie in Bewegung mithilfe einer CCD-Kamera bei unterschiedlichen Leistungen aufgenommen und aus den aufgenommenen Strahlprofilen die Massezentren berechnet. Verglichen wurde die aus den Massezentren berechnete Standardabweichung und der größte mögliche Sprung der Position der Massezentren. Da der Transport des Gases mehrmals in kurzen Zeitabständen erfolgen soll, wurde auch die Wiederholbarkeit des bewegten Fokus geprüft, in dem die Ausgangspositionen der Massezentren gemessen und beobachtet wurden. Bei Verwendung der Linse ließ sich der Einfluss des thermischen Linseneffekts feststellen, während bei Verwendung des Retroreflektors die Leistung und somit der thermische Linseneffekt keine Rolle spielte. Bei maximaler Leistung betrug die maximal mögliche Abweichung des ruhenden Fokuspunkts im äußersten Fall unter Verwendung der Linse $r_{\text{Linse}} = 28,83 \mu\text{m}$, unter Verwendung des Retroreflektors nur $r_{\text{Ref}} = 7,59 \mu\text{m}$. Bei den Beobachtungen des bewegten Fokuspunkts führte die Messung der Wiederholbarkeit der Ausgangsposition zu keinen nennenswerten Beobachtungen. Die maximal mögliche Abweichung des bewegten Fokuspunktes betrug bei maximaler Leistung im äußersten Fall bei Verwendung der Linse $r_{\text{Linse}} = 32,03 \mu\text{m}$ und bei Verwendung des Retroreflektors $r_{\text{Ref}} = 12,09 \mu\text{m}$. Dies entspricht in beiden Fällen einer Temperaturerhöhung des Atomaren Gases, dass unter der Fallentiefe liegt, wodurch ein Verlust der Dysprosium-Atome beim Transport selbst im äußersten Fall nicht möglich wäre. Beide optischen Bauteile sind zum Transport geeignet, allerdings eignet sich der Retroreflektor besser, da die Differenz zwischen Temperaturerhöhung und Potentialtiefe weitaus größer ist. Zuletzt wurden die praktischen Ergebnisse mit dem theoretischen Empfindlichkeitsverhältnis nach Hersteller zwischen Linse und Retroreflektor verglichen. Dieser betrug $R_{\text{T}} = 8,6$. Das praktische Empfindlichkeitsverhältnis betrug bei maximaler Leistung $R_{\text{P}} = 7,02$. In beiden Fällen war die Linse empfindlicher als der Retroreflektor, was ebenfalls für den Retroreflektor spricht. Zum Transport des Atomaren Gases ist somit die Verwendung des Retroreflektors in allen Punkten vorteilhafter als die Verwendung der Linse. Eine Alternative zur Verwendung des Linearverschiebetischs mit eingebautem Retroreflektor ist eine optische Dipolfalle, dessen Potential durch die Überlagerung eines Besselstrahls mit einem Gauß-Strahl erzeugt wird. Durch die Eigenschaften der Überlagerung entstehen mehrere Muldenpotentiale, die sich entlang der optischen Achse bewegen [6]. Dies bietet gegenüber dem Linearverschiebetisch den Vorteil, dass keine mechanischen Effekte die Empfindlichkeit und Effizienz der optischen Dipolfalle beeinträchtigen.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Visualisierung eines Gauß-Strahls [2]. Im Zentrum, bei $z = 0$ befindet sich der Fokuspunkt mit der minimalen Strahltaile w_0 . Die Form der Ausdehnung des Strahls wird durch die Funktion $w(z)$ festgelegt. Die Krümmung der Wellenfronten durch $R(z)$	7
2.2	Gezeigt ist der Strahlverlauf eines einfallenden Strahls in einen Retroreflektor. Da die drei Spiegel des Retroreflektors orthogonal zu einander montiert sind, verläuft der Strahl nach jeder Reflexion orthogonal zum vorherigen Verlauf und verlässt den Retroreflektor in parallel zur einfallenden optischen Achse.	10
2.3	Darstellung des Strahlverlaufs eines Lasers durch einen bewegten Spiegel oder Retroreflektor. Die vier relevanten Bewegungen sind Rotieren des Spiegels um α (a), Rotieren des Retroreflektors um seinen Eckpunkt (b), Translation des Retroreflektors um Δs (c), Rotieren des Retroreflektors um α um einen externen Drehpunkt (d) [9]. Bei Rotieren des Retroreflektors um seinen Eckpunkt ändert sich für den Strahlverlauf nichts, während das Rotieren des planaren Spiegels, sowie translative Bewegungen des Retroreflektors oder das Rotieren um einen externen Drehpunkt den Strahlverlauf ändern.	11
2.4	Zu sehen sind die Graphen eines Dipolpotentials bei um $a = 500 \frac{\text{mm}}{\text{s}^2}$ beschleunigten und unbewegten Fokus der Dipolfalle.	15
3.1	Illustration des Aufbaus zur Messung der Linse (a) und des Retroreflektors (b). Zum Fokussieren des Strahls in die Kamera wird eine $f_3 = 1290 \text{ mm}$ Linse verwendet. Ein Teleskop mit $f_1 = 100 \text{ mm}$ und $f_2 = 200 \text{ mm}$ Linsen dient zur Vergrößerung der Strahltaile des kollimierten Strahls. Der Strahlteiler und das $\frac{\lambda}{2}$ -Wellenplättchen sowie der Strahlabschwächer dienen zum anpassen der Leistung.	17
3.2	Darstellung des entnehmbaren Prismas des Strahlabschwächers. Es werden zwei teildurchlässige Spiegel benötigt, da die Position der optischen Achse durch einen teildurchlässigen Spiegel verschoben wird.	19
3.3	Linearverschiebetisch Modell ABL 1500 von Aerotech [4].	20
3.4	Steuerungsgerät Modell Ensemble HLe von Aerotech [4].	20
3.5	Der Aerotech Motion Composer. Hier können Programme in der Programmiersprache AeroBasic verfasst und angewendet werden.	21
3.6	Das Positions-, Geschwindigkeits- und Beschleunigungsprofil des in Abbildung 3.5 gezeigten Programms. Die Maximale Beschleunigung beträgt $500 \frac{\text{mm}}{\text{s}^2}$ und die Maximale Geschwindigkeit $383 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$	23
4.1	Zu sehen sind mit der CCD-Kamera aufgenommenen Bilder des Laserprofils, während die Linse auf dem Linearverschiebetisch transportiert wird. Die Massezentren jedes Bildes (Rot) werden berechnet und in das Bild geplottet. Die Position wird in Pixelzahlen angegeben, die Größe eines Pixels beträgt $1,85 \mu\text{m}$. Die Bilder sind in chronologischer Reihenfolge angeordnet, das erste Bild beschreibt den Beginn der Messung und das letzte Bild das Ende. In der Mitte der Messung befindet sich der Fokus des Lasers auf der Kamera. . . .	25

4.2	Die errechneten Massenzentren aus jedem Bild werden in ihre x - und y -Komponenten aufgeteilt und geplottet.	26
4.3	Das Savitzky-Golay-Filter wird auf die Messwerte in Abbildung 4.2 angewendet. Es wird ein Polynom 7. Grades verwendet, so wie 75 Stützstellen für x -Komponenten und 65 Stützstellen für die y -Komponenten.	26
4.4	Das herausgefilterte Rauschen wird errechnet und für die Komponenten geplottet.	27
4.5	Zu sehen sind die errechneten Standardabweichungen der extrahierten Rauschmessungen jeder Leistung bei ruhendem Linearverschiebetisch.	28
4.6	Abgebildet ist die größte mögliche Abweichung zwischen Positionen des Massezentrums, errechnet durch die Differenz zwischen maximalen und minimalen Messwert der Rauschmessung des ruhenden Fokus. Gemessen wurde über seine Zeit von $t = 3$ s.	28
4.7	Der größte Abstand zwischen den Ausgangspositionen des Massezentrums zu Beginn jeder Messung gibt Aussage über die Wiederholbarkeit des Transports.	30
4.8	Die Graphen zeigen die errechneten Standardabweichungen der Rauschmessungen des bewegten Linearverschiebetischs. Eine Leistungsabhängigkeit lässt sich nicht beobachten.	31
4.9	Die maximal mögliche Abweichung zwischen Werten der Rauschmessung bei bewegtem Linearverschiebetisch ist berechnet und in die Graphen eingetragen.	31

Tabellenverzeichnis

3.1	Beschreibung der wichtigsten Befehle der AeroBasic Programmiersprache.	22
4.1	Eingetragen sind die errechneten Erwärmungen und deren Größtfehler potentieller eingefangener Dysprosium-Atome im äußersten Fall durch rapide Bewegung des Massezentrums der optischen Dipolfalle, sowie die maximale Potentialtiefe bei unbewegtem Linearverschiebetisch. Der Größtfehler wird errechnet durch Größtfehlerrechnung, mit $\Delta r = 0,925 \mu\text{m}$ der halben Pixelgröße.	29
4.2	Die Erwärmungen der eingefangenen Atome durch das Rauschen des Massezentrums im äußersten Fall bei bewegtem Linearverschiebetisch sind errechnet und in die Tabelle eingetragen.	32
4.3	Zu sehen ist die Empfindlichkeit des Fokus in Abhängigkeit der Leistung des Laserstrahls. Berechnet wird sie aus den Messwerten in Abbildung 4.9.	32

Literatur

- [1] Absorption und thermische linsenwirkung. <https://www.ophiropt.com/de/co2-lasers-optics/focusing-lens/knowledge-center/tutorial/absorption-and-thermal-lensing>. Besucht: 19.01.2023.
- [2] Gaußscher strahl mit deutscher beschreibung. https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Gaussian_beam_with_german_description.svg. Besucht: 05.02.2023.
- [3] Minimierung des thermischen linseneffekts in ultrakurzplus-systemen. <https://www.edmundoptics.de/knowledge-center/trending-in-optics/minimizing-thermal-lensing-in-ultrafast-systems/>. Besucht: 19.01.2023.
- [4] Mit freundlicher genehmigung der firma aerotech. <https://www.aerotech.com/>. Besucht: 05.02.2023.
- [5] Thermal lensing. https://www.rp-photonics.com/thermal_lensing.html. Besucht: 19.01.2023.
- [6] Till Klostermann Et al. *Fast long-distance transport of cold cesium atoms*. paper, 2022.
- [7] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. 2012.
- [8] Thomas Maier. *Interactions in a quantum gas of dysprosium atoms*. Dissertation, 2015.
- [9] Matthias Scholl. *Probing an ytterbium Bose-Einstein condensate using an ultranarrow optical line: Towards artificial gauge fields in optical lattices*. Dissertation, 2015.
- [10] Rudolf Grimm und Matthias Weidemüller. *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*. paper, 1999.
- [11] B.E.A. Saleh und M.C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. 2019.
- [12] Mike Wördemann. *Structured Light Fields*. 2012.

Danksagung

Diesen Abschnitt möchte ich denjenigen widmen, die mich während meiner Bachelorarbeit unterstützt haben. Ich bedanke mich herzlich:

- bei Prof. Dr. Tilman Pfau und dem 5. Physikalischen Institut für die Ermöglichung dieser Bachelorarbeit.
- bei Kevin Ng für die Beratung und Unterstützung meiner Arbeit.
- bei den weiteren Mitgliedern des Dysi-Labors Ralf Klemt, Jens Hertkorn, Paul Uerlings, Lucas Lavoine und Fiona Hellstern für das Beibringen wertvoller Fähigkeiten in einem Laborumfeld.
- bei der Hong-Group, bei denen ich mir während meiner Hiwi-Tätigkeit relevantes Wissen für die Laborarbeit aneignen konnte.
- bei meinen Kommilitoninnen und Kommilitonen, dank denen ich eine wundervolle Studienzeit erlebt und wertvolle Lernpartner gefunden habe.
- und schließlich bei meiner Familie und meinen Freunden, die mich während meines Studiums und meiner Wissenschaftlichen Arbeit immer moralisch unterstützt haben.