

Optischer Transport von kalten Atomen in eine Hohlkernfaser

von

Ronja Wirtz

Masterarbeit in Physik
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
am 11. Mai 2018

1. Gutachter: Prof. Dr. Patrick Windpassinger
2. Gutachter: Prof. Dr. Dmitry Budker

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den 11.Mai 2018

Ronja Wirtz
QUANTUM
Institut für Physik
Staudingerweg 7
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
rwirtz@students.uni-mainz.de

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
2	Physikalische Grundlagen	3
2.1	Die Dipolfalle	3
2.2	Das optische Gitter	5
3	Experimentelle Techniken	9
3.1	Experimenteller Aufbau	9
3.2	Die technische Ansteuerung des Experimentes	12
3.2.1	Kalibrierung des Funktionsgenerators für die Leistungsrampen	13
3.2.2	Theoretische Herleitung der Leistungsanpassung	15
3.2.2.1	Theoretische Herleitung der Leistungsanpassung mit variabel einstellbarer finaler Tiefe	15
3.2.2.2	Theoretische Herleitung der Leistungsanpassung mit Verzögerung	17
4	Experimentelle Ergebnisse außerhalb der Faser	21
4.1	Datenaufnahme	21
4.2	Atomtransport mittels verschiedener Beschleunigungsrampen	22
4.3	Effekte für unterschiedliche Parameter der Beschleunigungsrampe	27
4.3.1	Effekte bei Verwendung hoher Verstimmungen	28
4.3.2	Effekte bei Verwendung geringer Verstimmungen	32
4.4	Einfluss verschiedener Rampenverläufe	36
4.5	Einfluss des Transportes auf die Temperatur der Atome	37
4.6	Einfluss der Anpassung des Dipolfallenpotentialverlaufs	38
4.6.1	Optimierung des Transports durch Änderung der finalen Dipolfallentiefe	38
4.6.2	Optimierung des Transports durch Verzögerung der Leistungsanpassung	42
5	Experimentelle Ergebnisse für Messungen entlang der Propagationsachse	45
5.1	Messverfahren	45
5.2	Test der Messmethode	47
5.3	Einfluss des Atomschweifs auf Messungen innerhalb der Faser	49
5.4	Optimierung des Transports innerhalb der Faser	51
6	Zusammenfassung und Ausblick	55
A	Anhang	57
A.1	Optimierung des Transports durch Änderung der finalen Dipolfallentiefe und Verzögerung der Leistungsanpassung	57

Inhaltsverzeichnis

Literaturverzeichnis 59

B Danksagung 61

1 Motivation

Zum Verständnis komplexer physikalischer Systeme, wie beispielsweise Quantenvielteilchensysteme, werden zunehmend Quantensimulatoren eingesetzt [1]. Eine gängige Plattform sind hierbei kalte Atome, da sich deren einzelne Freiheitsgrade z.B. mittels Laserkühlung sehr präzise kontrollieren lassen [2]. Die Verwendung von Photonen als Basissystem zur Quantensimulation ist ein experimentell weitgehend unerforschter Ansatz [3]. Eine zentrale Herausforderung hierbei ist die Erzeugung der Wechselwirkung zwischen den Photonen, welche im Vakuum und freien Raum vernachlässigbar klein ist. Koppelt man hingegen Licht effizient an ein Medium, lässt sich im Zusammenspiel der beiden Systeme eine Photon-Photon Wechselwirkung kontrolliert induzieren [4]. Als gut kontrollierbares Medium können beispielsweise kalte Atome dienen; um eine starke Wechselwirkung zwischen Licht und Atomen zu erhalten, können Licht und Atome gleichzeitig in eine Hohlkernfaser, die die Aufweitung der Strahlen verhindert, eingekoppelt werden. Dieses System stellt eine hocheffiziente und kontrollierbare Plattform dar, bei der eine starke und kontrollierte Kopplung zwischen Atomen und Photonen erreicht wird. Durch das Komprimieren der Atomwolke auf den Radius des hohlen Kerns der Faser und die ausgedehnte Wechselwirkungsstrecke lassen sich zum gegenwärtigen Zeitpunkt bereits optische Dichten von bis zu 1000 erreichen [5]. Die optische Dichte bezeichnet hierbei ein Maß für die Wechselwirkung zwischen Licht und Atomen.

Um diese klar definierte Schnittstelle zwischen Licht und Atomen zu realisieren, ist die Erzeugung einer dichten und kontrollierbaren Atomwolke ausschlaggebend. Hierbei ist insbesondere der Transport der Atome in die Hohlkernfaser von entscheidender Bedeutung. Es wurden zum gegenwärtigen Zeitpunkt bereits verschiedene Möglichkeiten untersucht, um die Atome in eine Faser zu bewegen. Hierbei wurde Gebrauch von der Gravitation [6], magnetischen Feldern [6, 7] oder einer optischen Dipolfalle gemacht. Bei letzterer Anwendung werden Atome entweder in Richtung eines Intensitätsminimums eines blauverstimmten Laserstrahls bewegt [6] oder in den Fokus eines rotverstimmten Laserstrahls, der durch die Hohlkernfaser propagiert, hineingezogen. Vorrath et. al. transportierten auf diese Weise kalte ^{85}Rb Atome erstmals mithilfe eines Dipolfallenpotentials durch eine 8,8 cm lange photonische Bandlückenfaser [8]. Auch Kombinationen der Transportmöglichkeiten wurden untersucht [5, 9]. Bei den bisher vorgestellten Transportmöglichkeiten können die Atome allerdings nicht an einer Position gehalten und nur in eine Richtung bewegt werden, sodass der Transport weitgehend unkontrolliert stattfindet.

Um den Transport effizient zu gestalten und die Atome kontrolliert bewegen zu können, kann ein sogenanntes optisches Förderband verwendet werden. Dieses bietet die Möglichkeit die Atome an einer bestimmten Position zu halten und vor und zurück zu bewegen. Realisiert wird das optische Förderband durch die Überlagerung zweier gegenläufiger Dipolfallenstrahlen mit einer geringen Verstimmung zueinander, die zur Entstehung eines beweglichen optischen Gitters führt. Einzelne Cäsiumatome konnten mithilfe dieser Methode bereits über makroskopische Distanzen transportiert werden [10]. Ferner wurden Strontiumatome durch eine Hohlkernfaser [11] und Cäsiumatome entlang einer Nanofaser

1 Motivation

transportiert [12]. Schmid et. al. konnten mithilfe eines Gaußstrahls und eines gegenläufigen Besselstrahls ultrakalte Atome über Distanzen von bis zu 20 cm bewegen [13]. In der AG Windpassinger, innerhalb der diese Masterarbeit angefertigt wurde, werden ^{87}Rb Atome mittels eines optischen Förderbandes in eine Hohlkernfaser transportiert, um sie dort in Rydbergzustände anzuregen und als Sensoren zur Untersuchung der Wechselwirkung mit der Faserwand zu verwenden [14].

Die fundamentalen Probleme des kontrollierten Transports von Atomen in eine Hohlkernfaser sind Aufheizeffekte und Teilchenverluste. Sie werden ausgelöst durch hohe Atombeschleunigungen und die Zunahme der Dipolfallentiefe zur Faserspitze hin [15].

Ziel dieser Arbeit ist es, den Transport von kalten Atomen in eine Hohlkernfaser mittels eines optischen Förderbandes zu analysieren und zu optimieren. Die Optimierung soll hierbei zunächst für Transportwege außerhalb der Hohlkernfaser für verschiedene Förderbandkonstellationen durchgeführt werden, die zu unterschiedlichen Atomgeschwindigkeiten und -beschleunigungen führen. Ein weiterer zentraler Aspekt, der untersucht werden soll, ist der Einfluss der spontanen Photonenstreurate in der Dipolfalle auf die Temperatur und Lebensdauer der Atome. Dies geschieht insbesondere durch die positionsabhängige Anpassung der Leistung. Ein weiteres Ziel besteht daher in der Optimierung der Anpassung der Potentialtiefe. Durch Änderung der beiden Transportparameter Frequenz und Fallentiefe wird die Kontrolle über Ort, Anzahl und Temperatur der Atome ermöglicht. Um den Transport auch innerhalb der Faser besser zu untersuchen und optimieren zu können, sollen auch erste Messungen bezüglich der Transportoptimierung innerhalb der Hohlkernfaser durchgeführt werden.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 1 erläutere ich zunächst die theoretischen Grundlagen eines optischen Gitters. Darauf folgend widme ich mich in Kapitel 2 dem Aufbau des Experiments sowie dessen technische Ansteuerung. In Kapitel 3 erfolgt die Präsentation der Messergebnisse außerhalb der Hohlkernfaser. Zuerst werde ich den Einfluss verschiedener Atombeschleunigungen bzw. -geschwindigkeiten auf die Anzahl der Atome untersuchen. Danach gehe ich auf die Messergebnisse ein, bei denen zusätzlich auf zwei verschiedene Arten der Verlauf der Dipolfallentiefe verändert wurde. Ziel ist hierbei die Kontrolle über die Endtemperatur der Atome. In Kapitel 4 erläutere ich das Messverfahren und stelle Ergebnisse innerhalb der Faser vor. Abschließend resümiere ich die Arbeit und gebe einen Einblick in die Weiterführung des Experimentes.

2 Physikalische Grundlagen

Im Rahmen dieser Masterarbeit werden Atome mithilfe eines optischen Gitters in eine Hohlkernfaser transportiert. Im folgenden Kapitel wird zunächst der theoretische Hintergrund einer Dipolfalle näher erläutert, da sie den Ausgangspunkt für das Fangen und den Transport neutraler Atome darstellt. Daraufhin wird die Überlagerung zweier Dipolfallenstrahlen betrachtet, welche zur Entstehung des optischen Gitters führt.

2.1 Die Dipolfalle

Eine Dipolfalle basiert auf der Wechselwirkung zwischen einem treibenden elektrischen Feld und dem induzierten elektrischen Dipolmoment eines Atoms. Aus dem dispersiven Anteil dieser Wechselwirkung ergibt sich das Dipolpotential, mithilfe dessen neutrale Atome gefangen werden können. Der absorptive Beitrag repräsentiert die Rate der von den Atomen gestreuten Photonen. Die Herleitungen des Dipolpotentials und der Photonenstreurate werden im Review-Artikel von Grimm und Weidemüller [16] mithilfe der klassischen Herangehensweise und der quantenmechanischen Betrachtung ausführlich erläutert. Deshalb beschäftigt sich diese Arbeit im Folgenden nur mit den wichtigsten Aspekten der quantenmechanischen Herleitung des Dipolpotentials.

Im quantenmechanischen Bild kann die Entstehung des Dipolpotentials mithilfe des AC-Stark-Effekts beschrieben werden: Befindet sich ein Atom in einem äußeren elektrischen Wechselfeld, verschieben sich die einzelnen Energieniveaus des Atoms aufgrund der Dipolwechselwirkung. Die Verschiebung ΔE_i eines Zustandes i mit der ungestörten Energie \mathcal{E}_i bezüglich eines angeregten Zustandes j lässt sich mithilfe der zeitunabhängigen Störungstheorie zweiter Ordnung berechnen. Dabei beschreibt das eingestrahlte Wechselfeld \mathbf{E} die Störung und der zugehörige Wechselwirkungs-Hamiltonian $\mathcal{H}_1 = -\hat{\mu}\mathbf{E}$ mit dem elektrischen Dipoloperator $\hat{\mu} = -e\mathbf{r}$ die Wechselwirkung zwischen Atom und treibendem elektrischen Feld.

$$\Delta E_i = \sum_{j \neq i} \frac{|\langle j | \mathcal{H}_1 | i \rangle|^2}{\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_j} \quad (2.1)$$

Betrachtet man ein Zwei-Niveau-Atom mit dem Grundzustand $|e\rangle$ und dem angeregten Zustand $|g\rangle$, erhält man die Energieverschiebung:

$$\Delta E = \pm \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3 \Delta} I. \quad (2.2)$$

Hierbei ist ω_0 die Übergangsfrequenz zwischen $|e\rangle$ und $|g\rangle$. Γ beschreibt die Linienbreite von $|g\rangle$ und $\Delta = \omega - \omega_0$ gibt die Verstimmung zwischen der Frequenz des eingestrahlten Feldes und der Resonanzfrequenz des Zwei-Niveau-Systems an. Die Intensität I eines Dipolfallenstrahles berechnet sich durch $I = \epsilon_0 c / 2 |\mathbf{E}|^2$, wobei \mathbf{E} die Feldstärke des Strahls

2 Physikalische Grundlagen

beschreibt. Das positive Vorzeichen der ermittelten Energieverschiebung in Gleichung 2.2 bezieht sich auf den Grundzustand und das negative auf den angeregten Zustand. Das bedeutet, dass für den Fall eines eingestrahnten rotverstimmten Feldes, d.h. $\omega < \omega_0$, eine Energieabsenkung des Grundzustandes und -erhöhung des angeregten Zustandes erfolgt. Durch die Intensitätsabhängigkeit werden Atome im Grundzustand daher in ein Intensitätsmaximum hineingezogen. Für den blauerstimmten Fall, d.h. $\omega > \omega_0$, gilt das Gegenteil. Die Grundzustandsatome präferieren es, sich in diesem Fall in einem Intensitätsminimum aufzuhalten.

Zur Realisierung von Dipolfallen benötigt man deswegen Strahlen mit Intensitätsextrema. Hierfür werden Laser genutzt, deren Ausbreitung durch Gaußsche Strahlen beschrieben werden, die eine ortsabhängige Intensität besitzen. Der Fokus eines Gaußschen Strahls bildet das Intensitätsmaximum und wird deshalb zur Speicherung von Atomen im Grundzustand in rotverstimmten Fallen genutzt. Bei Blauerstimmung des Lichtes wird eine Hohlmode verwendet und die Atome im Intensitätsminimum gefangen.

Anhand von Formel 2.2 lässt sich erkennen, dass je kleiner die Verstimmung des Wechselfeldes bezüglich der atomaren Übergänge gewählt wird, desto größere absolute Potentialextrema lassen sich erreichen. Die Ausführung von Dipolfallen ist hierbei allerdings durch den absorptiven Anteil der Wechselwirkung des Feldes mit dem Atom limitiert. Dieser wird für kleinere Verstimmungen auch größer und somit werden mehr Photonen vom Atom gestreut. Dies führt zu Aufheizeffekten und Verlusten von gespeicherten Atomen. Die Photonenstreurate gibt das Verhältnis der absorbierten Leistung zur Energie des absorbierten Photons an. Sie wird von Weidemüller und Grimm [16] hergeleitet und ergibt sich zu

$$\Gamma_{\text{sc}} = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I. \quad (2.3)$$

Die Potentialtiefe skaliert für die einzelnen Übergänge mit I/Δ , während die Photonenstreurate die Abhängigkeit I/Δ^2 besitzt. Um letztere niedrig zu halten, sollten daher große Verstimmungen gewählt werden. Zum Erreichen ausreichend hoher Dipolfallentiefen sollten kompensierend zur hohen Verstimmung zusätzlich hohe Intensitäten verwendet werden. Im weiteren Verlauf der Arbeit kann angenommen werden, dass das Laserlicht derart verstimmt ist, dass sich näherungsweise alle gefangenen Atome im Grundzustand befinden.

Im vorliegenden Experiment sollen ^{87}Rb Atome mittels einer Dipolfalle gespeichert werden. Für das vorliegende Vielniveausystem wird die Energieverschiebung des Grundzustands mithilfe der Gewichtung der einzelnen Übergänge durch ihre Übergangswahrscheinlichkeiten c_{ij} der verschiedenen angeregten Zustände $|j\rangle$ und den zugehörigen Verstimmungen Δ_{ij} bezüglich der Frequenz des eingestrahnten Lichtes berechnet:

$$\Delta E = \pm \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} I \times \sum_j \frac{c_{ij}^2}{\Delta_{ij}} \quad (2.4)$$

Für die Streurate ergibt sich analog

$$\Gamma_{\text{sc}} = \frac{3\pi c^2 \Gamma^2}{2\hbar\omega_0^3} I \times \sum_j \frac{c_{ij}^2}{\Delta_{ij}^2}. \quad (2.5)$$

Betrachtet werden hierbei nur Übergänge, deren Frequenzen relativ nah an der treibenden Frequenz des Wechselfeldes liegen und deren Übergangswahrscheinlichkeiten bezüglich des Grundzustandes c_{ij} ausreichend hoch sind.

Das zur Speicherung verwendete Laserlicht besitzt eine Wellenlänge von 805 nm und ist damit rotverstimmt bezogen auf die Feinstrukturübergänge $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ und $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ von ^{87}Rb . Diese besitzen Wellenlängen von 795 nm und 780 nm und werden D1- bzw. D2-Linie genannt. Die Feinstrukturaufspaltung ist somit größer als die Verstimmung der D1-Linie zur Laserfrequenz. Zur Berechnung der Parameter der Dipolfalle muss daher die LS-Kopplung berücksichtigt werden. Da ^{87}Rb einen nicht verschwindenden Kernspin von $I = 3/2$ besitzt, existiert zusätzlich eine Hyperfeinstrukturaufspaltung. Diese kann jedoch im Folgenden vernachlässigt werden, da sie viel kleiner als die Verstimmung des im Experiment genutzten Laserlichtes bezüglich der einzelnen Übergänge ist. Zur Ermittlung der Energieänderung werden nur die beiden oben genannten Übergänge verwendet, da die Übergangswahrscheinlichkeiten anderer Übergänge im Vergleich vernachlässigbar klein sind. Für die Dipolfallentiefe, d.h. die Absenkung der Grundzustandsenergie, ergibt sich

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} \left(\frac{2}{\Delta_{D2}} + \frac{1}{\Delta_{D1}} \right) I(\mathbf{r}). \quad (2.6)$$

Hierbei wird davon ausgegangen, dass das eingestrahelte Laserlicht linear polarisiert ist. Die Intensität $I(\mathbf{r})$ hängt aufgrund von Verwendung eines Gaußschen Strahls vom Ort ab. Die Verstimmungen des Lichtes bezüglich der beiden Übergangslinien werden als Δ_{D2} bzw. Δ_{D1} bezeichnet.

Analog erhält man für die Photonenstreurate

$$\Gamma_{\text{sc}}(\mathbf{r}) = \frac{\pi c^2 \Gamma^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{2}{\Delta_{D2}^2} + \frac{1}{\Delta_{D1}^2} \right) I(\mathbf{r}). \quad (2.7)$$

Da die Streuung von Photonen zu Aufheizeffekten führt, lässt sich die Heizrate der Atome mithilfe der Photonenstreurate berechnen. Sie ergibt sich nach [16] für eine rotverstimnte Falle und mit der Annahme, dass die maximale Fallentiefe \dot{U}_{dip} viel größer als die thermische Energie $k_B T$ der gefangenen Atome ist, zu

$$\dot{T}(\mathbf{r}) = \frac{2/3}{1 + \kappa} T_{\text{rec}} \Gamma_{\text{sc}}(\mathbf{r}). \quad (2.8)$$

T_{rec} bezeichnet die Rückstoßtemperatur. Sie wird definiert als die Temperatur eines ruhenden Atoms, welches durch Emission eines Photons einen Rückstoß erfährt. κ ist ein Parameter zur Beschreibung der Fallengeometrie. Im Fall einer 3D harmonischen Falle, wie im Experiment vorliegend, ist $\kappa = 1$.

2.2 Das optische Gitter

Um Atome kontrolliert mithilfe einer Dipolfalle transportieren zu können, reicht ein Gaußscher Strahl nicht aus. Die Atome werden bei dieser Methode zwar im Intensitätsextremum gefangen, sie zurück zu bewegen ist jedoch nicht möglich. Definiert man die Ausdehnung der Potentialmulde entlang der Propagationsrichtung des Laserstrahls auf etwa zwei Rayleighlängen, ist diese verhältnismäßig groß und eine Lokalisierung der Atome ist

2 Physikalische Grundlagen

nur begrenzt möglich.

Die Verwendung einer so genannten Stehwellenkonfiguration kann den Transport optimieren. Hierbei werden zwei Laserstrahlen mit dem gleichen Intensitätsverlauf überlagert. Die Atome werden innerhalb der Potentialtöpfe des optischen Gitters gespeichert. Zusätzlich besitzt einer der beiden Strahlen eine kontrollierbare Frequenzverstimmung bezüglich des anderen. Dadurch können die Potentialtöpfe des Gitters und damit die Atome kontrolliert bewegt werden.

Zur Bestimmung des zugehörigen Dipolpotentials benötigt man die Intensitätsverteilung der überlagerten Strahlen. Diese lässt sich mithilfe der überlagerten elektrischen Felder der Strahlen berechnen. Das elektrische Feld der Grundmode eines Gaußschen Strahls ist definiert als [17]

$$E(\rho, z, t) = A_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} e^{-(\rho/\omega(z))^2} e^{ik\rho^2/2R(z)} e^{i(kz-2\pi\nu t-\eta(z))}. \quad (2.9)$$

Hierbei beschreibt A_0 die maximale Amplitude, ω_0 den minimalen Strahlradius der Taille und $\omega(z)$ den Radius des Strahls an der Position z . Dieser lässt sich durch $\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2}$ mit der Rayleighlänge $z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$ berechnen. Die erste Exponentialfunktion in Gleichung 2.9 repräsentiert den Amplitudenverlauf in radialer Richtung, wobei ρ der radialen Koordinate entspricht. Der zweite Faktor beschreibt das Krümmungsverhalten des Gaußschen Strahls mit dem Krümmungsradius $R(z) = z(1 + (z_R/z)^2)$ und der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$. Die letzte Exponentialfunktion charakterisiert die Phase des Strahls entlang der Propagationsachse z , wobei ν die Frequenz des Strahls bezeichnet.

Für die Berechnung der Intensität der überlagerten Strahlen wird davon ausgegangen, dass diese die gleiche Amplitude A_0 besitzen und die Taille sich an derselben Position befindet. Weiterhin besitzt einer der Strahlen eine Frequenzverstimmung $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$ bezüglich des anderen, die im Vergleich zur Frequenz der Strahlen allerdings so gering ist, dass $k_1 = -k_2 = k$ angenommen werden kann. Mithilfe von Gleichung 2.9 kann die Intensität berechnet werden:

$$\begin{aligned} I(\rho, z, t) &= \frac{c\epsilon_0}{2} |E_1(\rho, z, t) + E_2(\rho, z, t)|^2 \\ &= I_0 \frac{\omega_0^2}{\omega(z)^2} e^{-2(\rho/\omega(z))^2} \left| \cos\left(\frac{k_1\rho^2}{2R(z)} + k_1z - 2\pi\nu_1t - \eta(z)\right) \right. \\ &\quad \left. + \cos\left(\frac{k_2\rho^2}{2R(z)} + k_2z - 2\pi\nu_2t - \eta(z)\right) \right. \\ &\quad \left. + i \sin\left(\frac{k_1\rho^2}{2R(z)} + k_1z - 2\pi\nu_1t - \eta(z)\right) \right. \\ &\quad \left. + i \sin\left(\frac{k_2\rho^2}{2R(z)} + k_2z - 2\pi\nu_2t - \eta(z)\right) \right|^2 \\ &= 4I_0 \frac{\omega_0^2}{\omega(z)^2} e^{-2(\rho/\omega(z))^2} \cos^2(kz - \pi\Delta\nu t). \end{aligned} \quad (2.10)$$

I_0 bezeichnet die maximale Intensität eines Strahls und kann mithilfe seiner Leistung P

und seiner Strahltaile ω_0 berechnet werden [18]:

$$I_0 = \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \quad (2.11)$$

Durch Einsetzen der berechneten Intensität in Gleichung 2.6 ergibt sich für die Stehwellenkonfiguration letztendlich das Dipolpotential

$$U(\mathbf{r}, z, t) = U_{\text{dip}} e^{-2(\rho/\omega(z))^2} \cos^2(kz - \pi\Delta\nu t), \quad (2.12)$$

wobei

$$U_{\text{dip}} = 4 \frac{c^2 \Gamma}{\omega_0^3 \omega(z)^2} \left(\frac{2}{\Delta_{D2}} + \frac{1}{\Delta_{D1}} \right) P \quad (2.13)$$

die Einhüllende und somit die Potentialtiefe beschreibt. Die zugehörige Einhüllende der Photonenstreurate berechnet sich mittels Formel 2.7 zu

$$\Gamma_{sc}(\mathbf{r}) = 4 \frac{c^2 \Gamma^2}{\hbar \omega_0^3 \omega(z)^2} \left(\frac{2}{\Delta_{D2}^2} + \frac{1}{\Delta_{D1}^2} \right) P. \quad (2.14)$$

Die berechneten Formeln für die Gittertiefe und die zugehörige Streurate werden im weiteren Verlauf der Arbeit auf das vorliegende Experiment angewandt. Das nächste Kapitel behandelt den Aufbau und die technische Ansteuerung des Experimentes.

3 Experimentelle Techniken

Nachdem im vorigen Kapitel die physikalischen Grundlagen geschildert wurden, soll dieses Kapitel das vorliegende Experiment näher erklären. Hierbei wird zuerst auf den Aufbau des Experimentes eingegangen. Danach wird eine kurze Zusammenfassung seiner technischen Ansteuerung gegeben. Zwei gegenläufige Dipolfallenstrahlen durchqueren die Vakuumkammer, werden mittels Linsen durch die Hohlkernfaser gekoppelt und erzeugen das optische Gitter.

3.1 Experimenteller Aufbau

Abb. 3.1 zeigt den Aufbau des Experimentes. Die ^{87}Rb Atome können mittels einer magneto-optischen Falle (engl. magneto-optical trap, kurz MOT) innerhalb einer Vakuumkammer gefangen werden. In dieser befindet sich zusätzlich eine 10 cm lange Hohlkernfaser, in die die Atome transportiert werden.

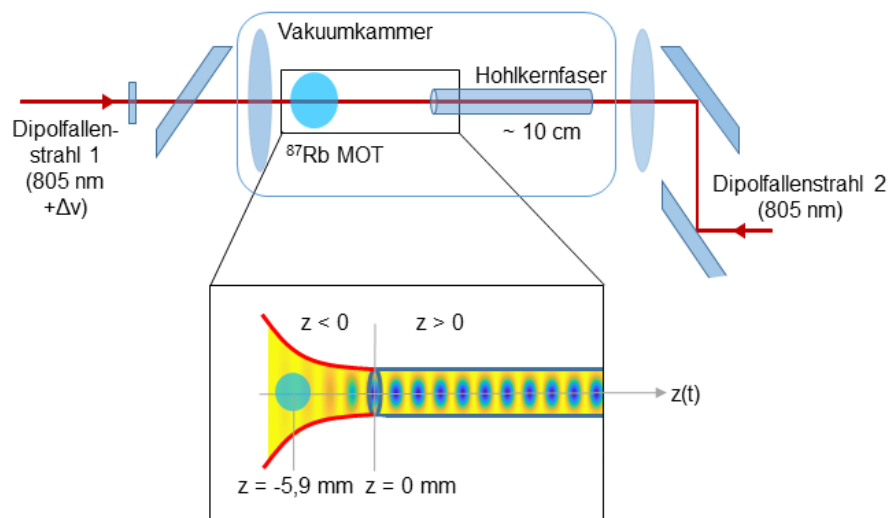


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des vorliegenden Experimentes. Die beiden gegenläufigen Dipolfallenstrahlen durchlaufen die Vakuumkammer und werden mittels Linsen durch die Hohlkernfaser gekoppelt. Der vergrößerte Ausschnitt stellt das Gitterpotential dar, dessen Tiefe aufgrund der Fokussierung der Strahlen zur Faserspitze hin zunimmt und daraufhin in der Faser einen konstanten Wert besitzt. Die Farbe skaliert hierbei mit der Tiefe des Potentials, wobei Gelb geringe Potentialtiefen und Blau höhere andeutet. Um die einzelnen Potentialtöpfe besser erkennen zu können, wurde die optische Wellenlänge um den Faktor 1000 gestreckt.

3 Experimentelle Techniken

Die Atome werden zunächst 5,9 mm entfernt von der Faser in der MOT auf circa 20 μK gekühlt und dann in das Dipolpotential umgeladen. Die Anfangsposition der Atome wird im Folgenden MOT-Position genannt. Um eine kontrollierte Bewegung der Atome in den Potentialtöpfen zu realisieren, wird der von der MOT-Seite in die Hohlkernfaser eingekoppelte Strahl um eine bestimmte Frequenz $\Delta\nu$ gegenüber dem anderen verstimmt. Der vergrößerte Ausschnitt in Abb. 3.1 zeigt einen Teil der Vakuumkammer, beginnend mit der MOT-Position und endend mit einem Abschnitt der Faser. Die roten Linien in der Abbildung stellen qualitativ die Fokussierung der Strahlen zur Faser hin dar. Der farbige Hintergrund repräsentiert die Tiefe des Potentials. Sie skaliert hierbei mit der Farbe, wobei Blau hohe und Gelb niedrige Potentialtiefen beschreibt. Je näher die Atome zur Faserspitze hin transportiert werden, desto größere Potentialtiefen erfahren sie. Ein maximaler Wert wird an der Faserspitze erreicht. Da die Hohlkernfaser die Aufweitung der Strahlen verhindert, kann dieser Wert innerhalb der Faser gehalten werden, verdeutlicht durch den gleichbleibenden farblichen Verlauf.

Abb. 3.2 zeigt den quantitativen Verlauf des optischen Gitters in axialer und radialer Richtung für das vorliegende Experiment. Die Tiefe des Potentials wird in diesem Fall in mK angegeben und skaliert auch hier mit der Farbe, wobei Rot eine geringe Potentialtiefe und Blau eine hohe Potentialtiefe darstellt. Die maximale Tiefe entspricht der Einhüllenden.

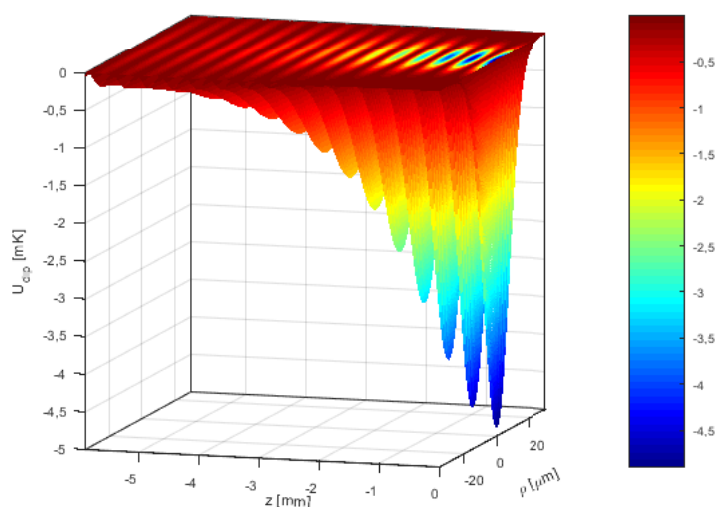


Abbildung 3.2: Dipolpotential des vorliegenden Experimentes für zwei gegenläufige Dipolfallenstrahlen in räumlicher Darstellung. Hierbei ist die Potentialtiefe aufgetragen gegen die axiale und transversale Koordinate. Die Farbe skaliert mit der Tiefe des Potentials, wobei Rot geringe und Blau hohe Tiefen darstellt. Aufgrund der Fokussierung der Strahlen in die Hohlkernfaser nimmt die Tiefe bis zur Faserspitze stetig zu. Um die einzelnen Potentialtöpfe besser erkennen zu können, wurde die optische Wellenlänge um den Faktor 1000 gestreckt.

3.1 Experimenteller Aufbau

Sie nimmt von der Anfangsposition der Atome, bei $z = -5,9$ mm, bis zur Faserspitze mit $z = 0$ mm aufgrund der Fokussierung der Strahlen stetig zu.

Im vorliegenden Experiment besteht die Möglichkeit der Anpassung der Fallentiefe abhängig von der Atomposition in axialer Richtung. Daher wird im Folgenden nur die Einhüllende des Potentials aus Abb. 3.2 in z -Richtung mit $\rho = 0$ betrachtet. Diese wird in Abb. 3.3 gezeigt. Wie in der Abbildung zu sehen ist, besitzt die Dipolfallentiefe an der Anfangsposition einen absoluten Wert von circa $|U| = 0,4$ mK. Aufgrund der steigenden Intensität der Strahlen erreicht sie an der Faserspitze ihren maximalen absoluten Wert von ungefähr $|U| = 4,9$ mK.

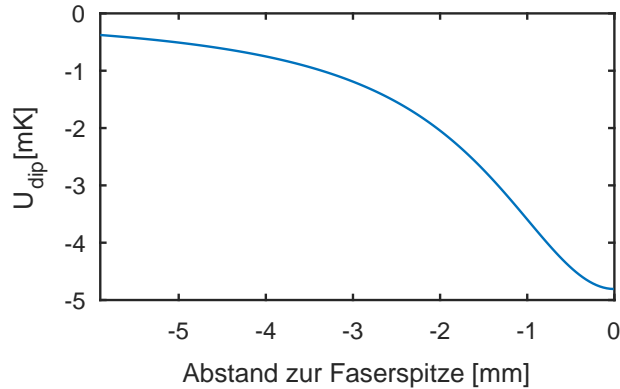


Abbildung 3.3: Dipolpotential gegen die axiale Richtung, d.h. den Abstand zur Faserspitze. Das Potential gewinnt zur Faserspitze hin an Tiefe, sodass heißere Atome gefangen werden können.

Zur Erzeugung der beiden Dipolfallenstrahlen wird ein Titan:Saphir-Laser verwendet, welcher Licht mit einer Wellenlänge von 805 nm emittiert. Das Licht wird, wie in Abb. 3.4 dargestellt, anfänglich in zwei Strahlen aufgeteilt, um dann jeweils in einem selbst gebauten TA (engl. tapered amplifier) verstärkt zu werden. Darauf folgt die Verschiebung der Frequenz des Lichtes unter Verwendung eines akustooptischen Modulators (AOM). Deswegen Ansteuerung wird im folgenden Abschnitt erklärt.

Der von der MOT-Seite in die Hohlkernfaser eingekoppelte Strahl wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit Dipolfallenstrahl 1 genannt. Seine Frequenzverschiebung geschieht mithilfe einer Eingangsfrequenz von 80 MHz und einem zeitabhängigen Offset $\Delta\nu$. Der gegenläufige Strahl wird im weiteren Verlauf der Arbeit als Dipolfallenstrahl 2 bezeichnet. Er durchläuft einen AOM mit einer Eingangsfrequenz von 80 MHz. Nach der Kopplung durch den AOM werden beide Strahlen mittels einer polarisationserhaltenden Faser (engl. polarization-maintaining fiber, kurz PM-Faser) zum Experimentiertisch geleitet und gelangen zur Vakuumkammer. Vor Eintritt in die Vakuumkammer besitzt der Dipolfallenstrahl 1 eine Leistung von durchschnittlich 535 mW, nach Austritt von 420 mW. Für den Dipolfallenstrahl 2 lassen sich Leistungen von 610 mW bzw. 460 mW messen. Dies entspricht einer Kopplungseffizienz von 79% für den Dipolfallenstrahl 1 und von 75% für den Dipolfallenstrahl 2 durch die Hohlkernfaser. Hierbei werden Verluste durch das Fenster der Vakuumkammer und der in Abb. 3.4 dargestellten Bandpassfilter, welche nur Licht mit Wellenlängen über 800 nm transmittieren, berücksichtigt. Die PM-Fasern dienen weiterhin der Kontrolle des Überlapps beider Strahlen in der Hohlkernfaser.

3 Experimentelle Techniken

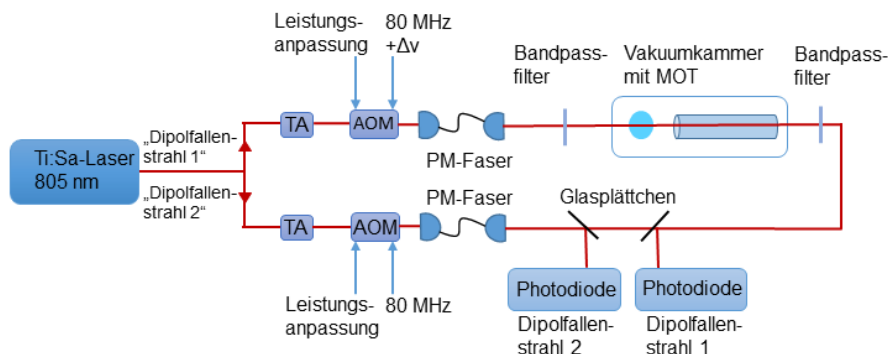


Abbildung 3.4: Schematische Übersicht des Lasersystems zur Erzeugung der beiden Dipolfallenstrahlen. Die Modulation der Amplitude und Frequenz der Strahlen wird durch zwei AOMs realisiert. Zur Kontrolle der Intensität der Strahlen wird ein Anteil von ihnen mithilfe eines Glasplättchens in eine Photodiode geleitet.

Dieser ist dann ausreichend groß, wenn das Durchlaufen der beiden Strahlen durch die jeweils noch nicht durchlaufene PM-Faser nach der Kopplung durch die Hohlkernfaser mit einer zufriedenstellenden Effizienz gelingt. In unserem Experiment beträgt diese circa (50 – 55)%. Zur Überprüfung des Amplitudenverlaufs beider Strahlen wird jeweils ein Anteil mittels eines Glasplättchens reflektiert und in eine Photodiode geleitet. Dies geschieht für den Dipolfallenstrahl 1 nach und für den Dipolfallenstrahl 2 vor Durchlaufen der Hohlkernfaser, wie in Abb. 3.4 gezeigt.

3.2 Die technische Ansteuerung des Experimentes

Wie bereits erläutert, werden die Atome durch Verstimmung der beiden Strahlen zueinander transportiert. Um zusätzlich den Verlauf des Dipopotentials zur Faserspitze hin verändern zu können, muss die Leistung der Dipolfallenstrahlen, angepasst an die Bewegung der Atome, verringert werden. Der Transport soll durch Untersuchung verschiedener zeitlicher Änderungen der Frequenzverstimmung, sowie zeitlich veränderlicher Potentialverläufe optimiert werden. Die verschiedenen Frequenzkurven und die Kontrolle über die Amplitude bzw. Leistung der Strahlen werden mittels AOMs realisiert. Die technische Ansteuerung der AOMs wird in Abb. 3.5 gezeigt.

Der Frequenzgenerator *FlexDDS-NG* der Firma Wieserlabs bestimmt die Eingangsfrequenz des Eingangssignals des AOMs. Die flexible Programmierung dieses Gerätes zur Generierung verschiedener Frequenzformen ist möglich und kann in [15] nachvollzogen werden. Die Amplitude des Eingangssignals beider AOMs kann mithilfe von zwei verschiedenen Geräten festgelegt werden. Zeitabhängige Amplituden werden von einem Frequenzgenerator der Marke Agilent mit der Modellnummer 33522A erzeugt. Dieser wird im weiteren Verlauf der Arbeit als Frequenzgenerator A bezeichnet. Ein Ausgangssignal mit konstanter Amplitude kann dieses Gerät, während es neu programmiert wird, nicht halten, weswegen für solche Signale das Adwin System verwendet wird. Dieses System steuert das restliche Experiment.

Die ausgehenden Signale der Frequenzgeneratoren für die Frequenz- und Amplitudenmodulation werden zunächst in einem Mischer verarbeitet.

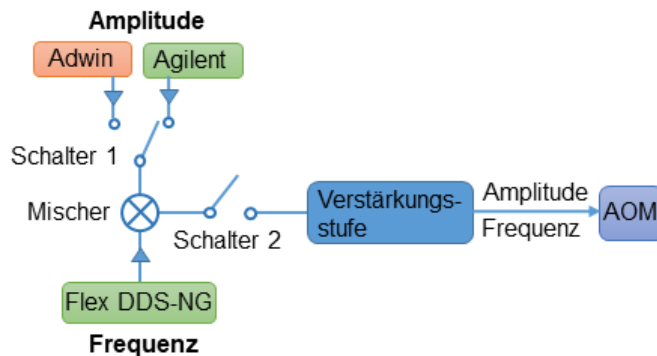


Abbildung 3.5: Überblick zur Ansteuerung der AOMs. Die Frequenz der Strahlen wird durch den Frequenzgenerator *FlexDDS-NG* verschoben. Um deren Amplitude zu variieren bzw. konstant zu halten, wird der Frequenzgenerator A der Firma Agilent bzw. das Adwin System verwendet. Die aus den Frequenzgeneratoren ausgehenden Signale für Leistungs- und Frequenzmodulation werden in einen Mischer geleitet. Das ausgehende Signal gelangt daraufhin in den AOM.

Das aus dem Mischer kommende Signal wird daraufhin durch Verwendung von Verstärkern und Abschwächern auf das Leistungsniveau gebracht, welches zum Betrieb des AOMs geeignet ist. Die grünen und orangen Elemente in Abb. 3.5 deuten die Ansteuerung der Geräte an. Die Funktionsgeneratoren A und *FlexDDS-NG* lassen sich über eine in der Bachelorarbeit von Florian Stuhlmann [15] erstellte Labview-Oberfläche steuern. Diese ermöglicht es weiterhin, dass die Eingangsamplitude der AOMs so angepasst wird, dass beide Strahlen die gleiche Leistung besitzen. Das Adwin Gerät wurde ebenfalls mithilfe der grafischen Programmiersprache Labview programmiert, besitzt jedoch eine eigene Labview-Oberfläche, über die es angesteuert werden kann. Weiterhin besteht durch diese Oberfläche die Möglichkeit die beiden in Abb. 3.5 dargestellten Schalter anzusprechen. Schalter 1 bestimmt, welches Gerät die Ausgabe der Eingangsamplitude übernimmt. Das bedeutet, ob die Leistung der Strahlen konstant bleibt oder verringert wird. Schalter 2 schaltet die Dipolfalle ein und aus. Ist der Schalter geöffnet, geht die komplette Leistung des Strahls in die nullte Ordnung des AOMs, sodass die Kopplung für das weitere Experiment nicht mehr vorhanden ist.

3.2.1 Kalibrierung des Funktionsgenerators für die Leistungsrampen

Um die Leistung der Strahlen angepasst an die Bewegung der Atome zu verringern, wird eine Kalibrierung vom Ausgangssignal des Funktionsgenerators A zur Lichtausgangintensität der Dipolfallenstrahlen benötigt. Aufgrund zeitabhängiger thermischer Effekte innerhalb der AOMs der beiden Strahlen muss die Kalibrierung auf Zeiten ausgelegt sein, die den Transportdauern entsprechen. Zur Aufnahme der Kalibrierungskurven für beide Dipolfallenstrahlen werden die AOMs zunächst durch das Adwin System, deren Kalibrierung vor Erstellung dieser Arbeit erfolgte, angesteuert. Das System wird so eingestellt, dass die Laser ihre maximale erreichbare Intensität besitzen. Daraufhin wird der Schalter 1 aus Abb. 3.5 umgelegt und eine bestimmte Spannung im Bereich von 0 V-1,35 V für den Dipolfallenstrahl 2 bzw. 0 V-1,15 V für den Dipolfallenstrahl 1 an den Funktionsgenerator

3 Experimentelle Techniken

A angelegt. Die Verläufe der Intensitäten der beiden Strahlen wurden mittels der beiden Photodioden durch ein Oszilloskop aufgenommen.

Ein solches Oszilloskopsignal für den Dipolfallenstrahl 2 ist exemplarisch in Abb. 3.6 für eine angelegte Spannung von 0,7 V dargestellt. Zu Beginn wird die maximale Laserintensität, erzeugt durch das Adwin System, dargestellt. Diese wechselt durch Umlegen des Schalters 1 auf den vom Funktionsgenerator A vorgegebenen Wert nach weniger als 1 ms. Je kleiner die angelegte Spannung an den Funktionsgenerator A, desto größer der Abfall des Signals. Anhand des Beispiels kann man erkennen, dass innerhalb des betrachteten Zeitbereichs nach ungefähr 1 ms ein ansatzweise konstantes Signal erreicht wird. Beachtet man allerdings längere Zeitskalen von mehreren Sekunden, ist zu erkennen, dass immer noch ein geringer Abfall der Intensität vorliegt. Als geeigneter Zeitbereich zur Aufnahme der Kalibrierungskurven entsprechend der Transportdauern wurde daher das verringerte Signal, erzeugt durch den Funktionsgenerator A, innerhalb einer Zeitspanne von 1 ms bis 100 ms betrachtet.

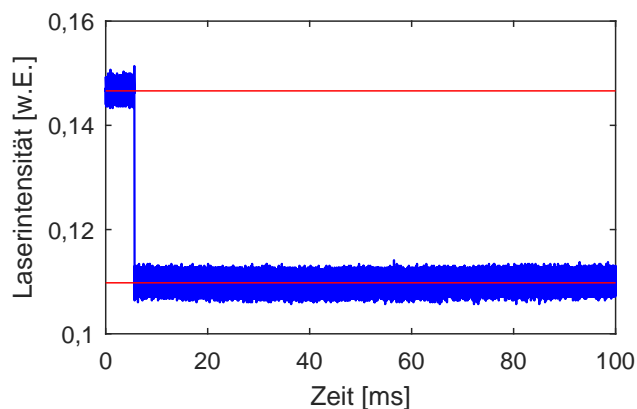


Abbildung 3.6: Exemplarisches Signal zur Bestimmung der Kalibrierungskurve vom Labview-Programm zum Oszilloskopsignal. Die eingezeichneten roten Linien geben den Wert des maximalen und des verringerten Signals, das durch Triggern des Funktionsgenerators A erzeugt wird, an.

Um eine Relation zwischen anfänglicher maximaler Laserintensität und verringerter Intensität berechnen zu können, wurde mit einer Oszilloskopfunktion eine Mittelung der Datenpunkte durchgeführt. Um den Wert der maximalen Intensität zu erhalten, wurde über die Datenpunkte vor Abfall des Signals gemittelt. Zur Bestimmung des Wertes der verringerten Leistung wurde über die Datenpunkte nach Abfall des Signals gemittelt. Die ermittelten Werte werden durch die roten Geraden in Abb. 3.6 dargestellt. Der geringere Wert des ausgegebenen Signals des Funktionsgenerators A, wird in Relation mit der anfänglichen maximalen Laserintensität gesetzt. Die ermittelten Relationen werden daraufhin den an den Funktionsgenerator A angelegten Spannungen zugeordnet.

Die Kalibrierungen für beide Strahlen sind in den Abbildungen 3.7(a) und 3.7(b) dargestellt und weisen den gleichen Verlauf auf. Eine Sättigung lässt sich ab einer angelegten Spannung von ungefähr 1 V feststellen. Die Kalibrierungskurven wurden daraufhin in das zur Leistungsverringerung gehörige Labview-Programm eingegeben. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden aufgenommene Signale zur Leistungsabnahme der Strahlen gezeigt,

3.2 Die technische Ansteuerung des Experimentes

die mittels der Kalibrierung mit der theoretisch gewünschten Leistungsanpassung verglichen werden können. Somit kann verifiziert werden, dass die Realisierung der Theorie im Experiment gelingt.

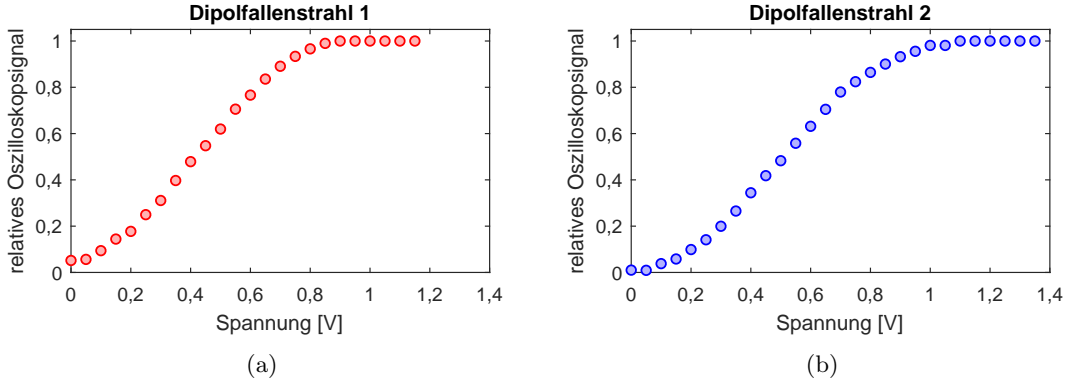


Abbildung 3.7: Kalibrierungskurven für beide Dipolfallenstrahlen vom Labview-Programm zum Oszilloskopsignal.

3.2.2 Theoretische Herleitung der Leistungsanpassung

3.2.2.1 Theoretische Herleitung der Leistungsanpassung mit variabel einstellbarer finaler Tiefe

Um eine Anpassung der Dipolfalltiefe vorzunehmen, wird die Leistung der Strahlen passend zur Bewegung der Atome zur Faserspitze hin verringert. Nachdem der vorige Abschnitt die Kalibrierung vom Ausgangssignal des Funktionsgenerators A zur Lichtausgangsleistung dargelegt hat, erläutert dieser Abschnitt den theoretischen Hintergrund der Methode, bei der die Leistung so angepasst wird, dass die final erreichte Dipolfalltiefe $U_{\text{end}}(z = 0)$ an der Faserspitze variabel einstellbar sein soll, mit $U_{\text{end}} = n \cdot U_0$. Hierbei entspricht n einem beliebig wählbaren Faktor und $U_0 = U(z(t = 0))$ der anfänglichen Dipolfalltiefe an der MOT-Position. Der Dipolpotentialverlauf soll dem natürlichen Verlauf entsprechen, der durch die Gaußsche Strahlausbreitung vorgegeben ist und bereits in Abb. 3.3 gezeigt wurde. Durch eine Zusammenarbeit mit der Theoriegruppe von Prof. Dr. Speck konnte der Kurvenverlauf der angepassten Falltiefe hergeleitet werden. Zunächst wird von dem Fall ausgegangen, dass die Dipolfalltiefe während des Transportes konstant gehalten werden soll. Die Leistungsverringerung muss so verlaufen, dass sie gerade die Verringerung des Strahlradius zur Faserspitze hin ausgleicht, da $U_{\text{dip}} \propto P/\omega(z)^2$ (siehe Gleichung 2.13). Zur Bestimmung des Kurvenverlaufs der angepassten Leistung berechnet man zunächst den Proportionalitätsfaktor α mittels der bekannten Parameter an der MOT-Position:

$$U_0 = \alpha \cdot \frac{P_0}{\omega(z(0))^2} \quad (3.1)$$

$$\Leftrightarrow \alpha = \frac{U_0}{P_0} \cdot \omega(z(0))^2 \quad (3.2)$$

3 Experimentelle Techniken

P_0 und $\omega(z(0))$ bezeichnen hier die Leistung bzw. den Strahlradius der Dipolfallenstrahlen am Anfangspunkt von $z(t = 0)$.

Die Dipolfallentiefe $U_{\text{dip}}(z(t))$ an einem beliebigen Punkt $z(t)$ zwischen der Anfangsposition und Faserspitze soll nun durchgehend der anfänglichen Potentialtiefe U_0 entsprechen:

$$U_{\text{dip}}(z(t)) = \alpha \cdot \frac{P(z(t))}{\omega(z(t))^2} \quad (3.3)$$

$$= \frac{U_0}{P_0} \cdot \omega(z(0))^2 \cdot \frac{P(z(t))}{\omega(z(t))^2} \stackrel{!}{=} U_0 \quad (3.4)$$

Hierbei ist zu beachten, dass die Leistung $P(z(t))$ nun vom Ort abhängt. Durch Umstellen von Gleichung 3.4 erhält man

$$P(z(t)) = P_0 \cdot \frac{\omega(z(t))^2}{\omega(z(0))^2} \quad (3.5)$$

$$= P_0 \cdot \frac{1 + \left(\frac{z(t)}{z_R}\right)^2}{1 + \left(\frac{z(0)}{z_R}\right)^2} \quad (3.6)$$

z_R gibt hierbei die Rayleighlänge an. Um nun die Leistung so zu verringern, dass der generelle Verlauf der Kurve dem Verlauf der Kurve gleicht, bei dem die Potentialtiefe konstant gehalten werden soll und eine beliebige finale Dipolfallentiefe erreicht werden kann, wird folgende Form der Leistungsverminderung angenommen:

$$P(z) = P_0 \cdot n \cdot \frac{1 + A \cdot \left(\frac{z(t)}{z_R}\right)^2}{1 + \left(\frac{z(0)}{z_R}\right)^2} \quad (3.7)$$

n gibt hierbei die Relation von Dipolfallentiefe am Endpunkt zur anfänglichen an. Formel 3.7 soll die Randbedingung für den Punkt $z(t = 0)$ mit einer Fallentiefe von U_0 erfüllen. Zur Bestimmung des Faktors A in der Formel, setzt man die Randbedingung an der Anfangsposition $z(t = 0)$ in Formel 3.7 ein. Für den Faktor A ergibt sich folgende Formel:

$$A = \frac{z_R^2 + z(0)^2 - n \cdot z_R^2}{n \cdot z(0)^2} \quad (3.8)$$

In Abb. 3.8(a) werden exemplarisch zwei Dipolpotentialverläufe gezeigt. Zum einen der als rote Linie gekennzeichnete Verlauf, der erreicht wird, wenn die Leistung der Dipolfallenstrahlen konstant gehalten wird. Die mittels Photodiode aufgenommene Laserintensität ist in Abb. 3.8(b) durch rote Punkte dargestellt.

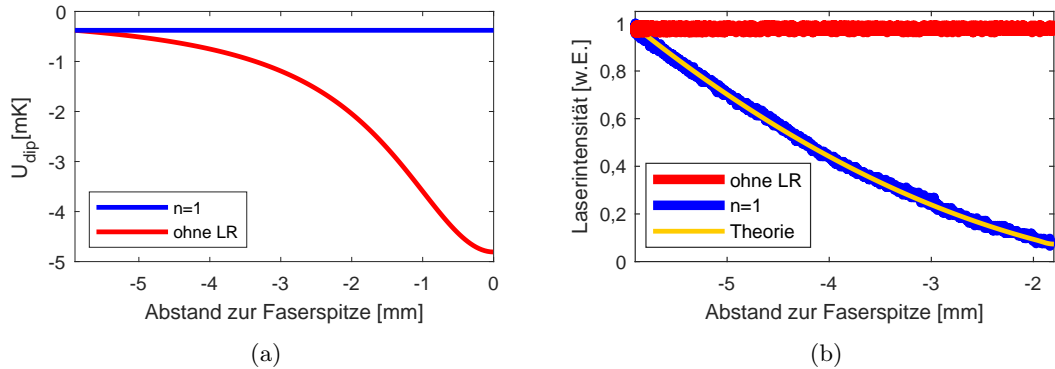


Abbildung 3.8: (a) Verlauf der Falltiefe in axialer Richtung, der durch die natürliche Ausbreitung der Strahlen gegeben ist als rote Kurve. Die zugehörige Leistung der Strahlen ist hierbei konstant, wie die roten Messpunkte in (b) zeigen. Für den Fall, dass die Atome eine konstante Falltiefe erfahren sollen, wie in (a) als blaue Gerade eingezeichnet, muss die Leistung der Strahlen passend zur Atombewegung verringert werden, dargestellt in (b) durch blaue Messpunkte. Die zugehörige Theoriekurve der Leistungsabnahme ist in gelb eingezeichnet und passt sehr gut zur Messung.

Es ist zu erkennen, dass die Leistung bis auf kleine Schwankungen keine Änderung aufweist. Sollen die Atome unabhängig von ihrer Position $z(t)$ die gleiche Potentialtiefe erfahren, so muss die Laserleistung passend zur Atomposition verringert werden. Die blaue Linie in Abb. 3.8(a) zeigt den konstanten Wert der Potentialtiefe aufgetragen gegen den Abstand zur Faserspitze. Die dazu benötigte Verringerung der Laserleistung wurde mit der Photodiode aufgenommen und ist in Abb. 3.8(b) durch blaue Punkte abgebildet. Um zu überprüfen, ob die Änderung der Laserleistung dem in Labview eingegebenen theoretischen Verlauf entspricht, wurde zusätzlich die Theoriekurve, die gemäß Gleichung 3.7 mit $n = 1$ verläuft in die Abbildung als gelbe Linie eingefügt. Sie wurde zuvor mit der im vorigen Abschnitt ermittelten Kalibrierungskurve umgerechnet. Man kann eine Übereinstimmung zwischen Theorie und Messdaten erkennen.

3.2.2.2 Theoretische Herleitung der Leistungsanpassung mit Verzögerung

Neben der Leistungsanpassung, bei der eine variable finale Tiefe erreicht werden kann, kann auch eine verzögerte Leistungsanpassung verwendet werden. Bei dieser Methode wird die Laserleistung zunächst wie bei der Vorgehensweise im vorigen Fall gemäß Gleichung 3.7 mit $n = 1$ verringert. Diese Leistungsabnahme bezieht sich allerdings nur auf das Zentrum der Atomwolke. Das vorliegende Problem wird in Abb. 3.9 dargestellt. Es erfahren alle Teilchen der Wolke die Leistungsverringerng, die das Zentrum der Atomwolke erfahren soll, dargestellt als die schwarze Gerade und verdeutlicht durch den roten Pfeil in Abb. 3.9. Die Atomwolke besitzt jedoch eine bestimmte Ausbreitung in axialer Richtung von ungefähr 0,8 mm. Für die Atome hinter dem Zentrum der Atomwolke sollten die Dipolfallenstrahlen allerdings noch eine höhere Leistung besitzen und für die Atome vor dem Zentrum sollten die Strahlen schon eine geringere Leistung besitzen, wie durch die gelben Pfeile in Abb. 3.9 verdeutlicht.

3 Experimentelle Techniken

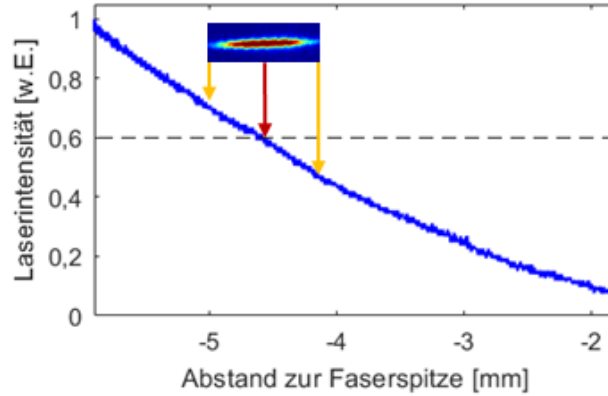


Abbildung 3.9: Die Leistungsabnahme abhängig von der Atomposition ist immer auf das Zentrum der Atomwolke ausgelegt. So erfährt der hintere Teil der Atomwolke eine höhere und der vordere Teil der Wolke eine niedrigere Leistungsverringering als gewollt.

Um zu untersuchen, inwieweit sich Messergebnisse bezüglich Temperatur und Transporteffizienz verhalten, wenn man Atome anspricht, die sich an unterschiedlichen Positionen hinter dem Zentrum der Atomwolke befinden, wird die verzögerte Leistungsanpassung genutzt. Hierfür wird Gleichung 3.7 mit $n = 1$ folgendermaßen modifiziert:

$$P(z) = P_0 \cdot \frac{1 + A \cdot \left(\frac{z(\gamma t)}{z_R}\right)^2}{1 + \left(\frac{z(0)}{z_R}\right)^2} \quad (3.9)$$

γ charakterisiert hierbei die Verzögerung, wobei $0 < \gamma < 1$. $\gamma = 1$ bedeutet, dass die Leistungsabnahme ohne Verzögerung abläuft. Je geringer γ , desto verzögerter wird die Leistung angepasst. Als Konsequenz wird die finale Dipolfalltiefe mit $U_{\text{end}} = U_0$ erst nach einer Rampendauer von $t' = t_{\text{end}}/\gamma$ erreicht, wobei t_{end} die Zeitspanne angibt, die die Rampe ohne Verzögerung besitzt. Zur besseren Anschaulichkeit der Leistungskurven wurde die Laserintensität für zwei Leistungsrampen aufgenommen. Während bei der einen keine Verzögerung stattfand, d.h. $\gamma = 1$, wurde bei der anderen Rampe die Leistung mit einer Verzögerung von $\gamma = 0,7$ verringert. Die mittels Photodioden aufgenommenen Signale sind in Abb. 3.10(b) gezeigt, während Abb. 3.10(a) die zugehörigen Potentialtiefenverläufe abbildet. Zur Kontrolle wurden auch hier die theoretisch berechneten Leistungskurven in gelb eingezeichnet. Eine Übereinstimmung ist auch bei dieser Methode der Leistungsverringering zu erkennen.

Nachdem die Theorie des vorliegenden Experimentes erläutert wurde, werden im nächsten Kapitel Messergebnisse vorgestellt, bei denen die Atome außerhalb der Faser bewegt wurden.

3.2 Die technische Ansteuerung des Experimentes

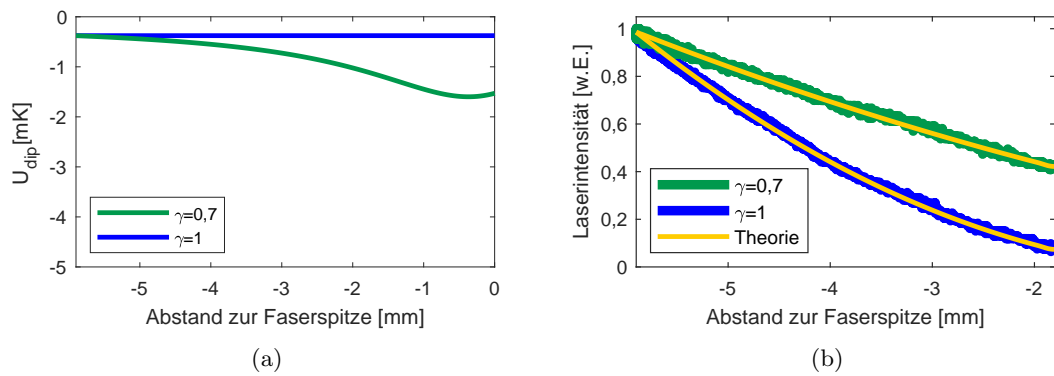


Abbildung 3.10: (a) Die blaue Gerade zeigt den Fall, bei dem die Potentialtiefe konstant gehalten wird. Die dafür benötigte Leistungsverringerung ist in (b) durch blaue Messpunkte dargestellt. Wird die Leistung verzögert angepasst, wie durch die grünen Datenpunkte gezeigt, ergibt sich der in (a) dargestellte grünfarbene Verlauf des Dipolpotentials in axialer Richtung. Die gelben Kurven in (b) bilden die Theoriekurven ab, die gut mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmen.

4 Experimentelle Ergebnisse außerhalb der Faser

Im folgenden Kapitel werden die Messergebnisse präsentiert, bei denen die Atome außerhalb der Hohlkernfaser bewegt wurden. Mittels dieser Messergebnisse soll zunächst überprüft werden, ob der Transport von Atomen durch ein Förderband in unserem Experimentaufbau ohne Einfluss der Faser gelingt. Die Anzahl der Atome und deren Temperatur nach dem Transport stellen die Parameter dar, mit denen der Transport optimiert wird. Das bedeutet, dass diese beiden Charakteristika für Transporte mit unterschiedlichen zeitlichen Änderungen der Frequenzverstimmung und verschiedenen Anpassungen der positionsabhängigen Falltiefe zunächst genauer analysiert werden. Die Ergebnisse werden daraufhin mit einer Simulation dieses Experimentes verglichen. Weiterhin dienen diese Resultate als Bezugswerte für die Messergebnisse, bei denen die Atome in die Faser transportiert wurden. Diese werden im darauffolgenden Kapitel dargestellt.

4.1 Datenaufnahme

Die ermittelten Werte für Teilchenzahl, Temperatur und Position werden in diesem Kapitel mithilfe einer Absorptionsabbildung bestimmt. Nachdem die Atome in der MOT gefangen wurden, werden das magnetische Feld der MOT und ihre Laserstrahlen zur Kühlung ausgeschaltet. Daraufhin werden die Teilchen in die Dipolfalle umgeladen und transportiert. Um ein Absorptionsbild aufzunehmen, wird ein resonanter Strahl senkrecht zur Propagationsrichtung der Atome eingestrahlt und dann das entstandene Bild mit einer CCD-Kamera aufgenommen. Die Dipolfalle wird kurz vor Aufnahme des Bildes ausgeschaltet, sodass die Zustände der Atome durch den AC-Stark Shift nicht mehr verschoben sind und der Absorptionsstrahl somit resonant auf die Atomwolke trifft.

Zur Positionsbestimmung der Teilchen wird für unterschiedliche Zeitpunkte innerhalb der Rampendauer eine Absorptionsabbildung aufgenommen. Dafür wird die Frequenzrampe zwar komplett an den Frequenzgenerator weitergegeben, der Experimentzyklus wird allerdings innerhalb der Rampendauer zur Aufnahme eines Absorptionsbildes unterbrochen. Nach Durchlaufen der Frequenzrampe verweilen die Atome an der Endposition. Da die Bewegung der Atome durch dieses Verfahren nicht kontinuierlich betrachtet werden kann, wird für jeden Messpunkt ein neuer Zyklus, bei dem die Atome in der MOT gefangen und die Dipolfalle umgeladen werden müssen, ausgeführt.

Zur Bestimmung der Teilchenzahl an einer bestimmten Position werden die Teilchen an diese Position transportiert und daraufhin ein Absorptionsbild aufgenommen.

Die Messung der Temperatur der Atome erfolgt über die Flugzeitmessung (englisch time of flight, kurz TOF). Dafür werden die Atome zunächst an die gewünschte Position transportiert und danach die Dipolfalle ausgeschaltet, sodass die Atome sich frei ausbreiten können. Nach bestimmten Zeiträumen werden Absorptionsabbildungen aufgenommen,

4 Experimentelle Ergebnisse außerhalb der Faser

mit dem Ziel die Ausbreitung der Atomwolke zu bestimmen. Für jeden zeitlichen Abstand muss ein Experimentzyklus analog zur Positionsbestimmung durchlaufen werden. Die Abhängigkeit der Ausbreitung der Atome von ihrer Temperatur T lautet [19]

$$\sigma(t) = \sqrt{\sigma(0)^2 + \frac{k_B T}{m} \cdot t^2}. \quad (4.1)$$

Hierbei beschreibt $\sigma(0)$ die anfängliche Breite der Atomwolke, k_B die Boltzmannkonstante, m die Masse der Atome und t die Zeitspanne, in der sich die Teilchen ausbreiten. Eine schnellere Ausbreitung vom ursprünglichen Massenschwerpunkt lässt demnach auf eine höhere Temperatur der Atome schließen.

Die entstandenen Rohbilder für die verschiedenen Messungen werden mithilfe eines bereits existierenden Auswerteprogrammes eingelesen und analysiert. Damit können die Position, Teilchenzahl und Temperatur ermittelt werden. Zur Bestimmung der Position wird der Massenschwerpunkt (kurz MSP) der Teilchen benötigt. Diesen bestimmt das Auswerteprogramm durch Summation über alle Pixel jeder vertikalen Linie der eingelesenen Bilder. Die Anzahl der Pixel wird gegen die Position ihrer vertikalen Linie aufgetragen. Der Erwartungswert eines Gaußschen Fits dieser Kurve gibt dann den Massenschwerpunkt aus. Seinen Fehler erhält man durch statistische Mittelung der ermittelten Werte des Massenschwerpunktes für zehn Bilder, bei denen die Atome an die gleiche Position bewegt wurden.

Zur Bestimmung der Teilchenzahl wird zunächst das Hintergrundlicht mittels zweier weiterer aufgenommener Bilder ohne Atome abgezogen. Jeder Pixel des Bildes enthält die Information der Transmission. Diese kann das Auswerteprogramm daraufhin in eine zugehörige Teilchenzahl umrechnen. Der Fehler der Teilchenzahl wird durch statistische Mittelung der ermittelten Teilchenzahlen für zehn Bilder erhalten.

Bei der Bestimmung der Temperatur wird zunächst über die Pixel jeder Linie in Ausbreitungsrichtung der Atome summiert und die Summen werden gegen die Positionen der horizontalen Linie aufgetragen. Die zeitlich abhängige Ausbreitung senkrecht zur Propagationsachse kann dann über die Breite des angelegten Gaußschen Fits und die Temperatur mithilfe von Gleichung 4.1 bestimmt werden. Pro ausgeschalteter Zeitspanne der Dipolfalle werden 10 Zyklen durchlaufen, um die Temperatur und ihren Fehler durch statistische Mittelung möglichst genau zu bestimmen.

4.2 Atomtransport mittels verschiedener Beschleunigungsrampen

Wie schon in Abschnitt 3.2 dargelegt, wurde in der Bachelorarbeit von Florian Stuhlmann [15] die Programmierung des Frequenzgenerators *FlexDDS-NG* und seine Integration in das vorliegende Experiment vorgenommen. Dieses Programm wird für das vorliegende Experiment zur Einstellung variabler Frequenzrampen verwendet. Weiterhin wurden in [15] Messungen zur Position, Geschwindigkeit und Beschleunigung der außerhalb der Hohlkernfaser bewegten Atome durchgeführt. Die ermittelten Ergebnisse stimmten mit der in der Arbeit [15] hergeleiteten Theorie überein.

Aufbauend darauf kann nun der Transportvorgangs durch Anwendung verschiedener Frequenzformen optimiert werden. Zur Überprüfung des Experimentstatus wird zunächst kontrolliert, ob der Transport der Atome immer noch gemäß der Theorie erfolgt. Die

4.2 Atomtransport mittels verschiedener Beschleunigungsrampen

Abbildungen 4.1(a) und 4.1(b) zeigen Beispiele der für diese Arbeit verwendeten Frequenzkurven. Die Rampe in Abb. 4.1(a) wird im weiteren Verlauf der Arbeit als lineare Beschleunigungsrampe bezeichnet. Die anfängliche Verstimmung des einen Dipolfallenstrahls bezüglich des anderen beträgt 0 Hz und wird in diesem Beispiel in einer Zeitspanne von 100 ms auf eine maximale Frequenzverstimmung von 200 kHz hochgefahren. Der Abbremsvorgang von 200 kHz auf 0 Hz geschieht in 10 ms. Die Atome werden aufgrund der durchgängigen Veränderung der Verstimmung zu jedem Zeitpunkt beschleunigt. Abb. 4.2 zeigt die Position der Atome zu unterschiedlichen Zeitpunkten für die lineare Beschleunigungsrampe. Die Dichte der Atomwolke skaliert mit der Farbe, wobei Rot hohe und Blau niedrige atomare Dichten darstellt. Auf dem ersten Bild befinden sich die Atome an der Anfangsposition. Sie bewegen sich zu Beginn langsam und werden dann immer schneller, da sie aufgrund höherer Frequenzverstimmungen der beiden Dipolfallenstrahlen zueinander höhere Geschwindigkeiten erlangen. Nach dem Abbremsvorgang erreichen sie eine Endposition, bei der sie noch 1,5 mm von der Faserspitze, welche auf jedem Bild im rechten Bereich zu erkennen ist, entfernt sind. Die Skalierung der Atomdichte ist für alle vier Bilder gleich gewählt. Dadurch lässt sich erkennen, dass die Teilchenzahl abnimmt, worauf im späteren Verlauf der Arbeit eingegangen wird.

Die Beschleunigung, die Geschwindigkeit und die Position der Atome kann für eine lineare Frequenzrampe theoretisch mithilfe der in [15] entwickelten Formeln

$$s(t) = s_0 + m \cdot \frac{\lambda}{4} \cdot t^2, \quad (4.2)$$

$$v(t) = m \cdot \frac{\lambda}{2} \cdot t, \quad (4.3)$$

$$a = m \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad (4.4)$$

berechnet werden. Hierbei beschreibt t die Zeit und λ die Wellenlänge der Dipolfallenstrahlen, also 805 nm. $m = \Delta\nu/T$ gibt die Steigung der linearen Frequenzrampe an, wobei T die Rampendauer beschreibt. Für den Vergleich der theoretisch berechneten Kurven für die oben beschriebene lineare Beschleunigungsrampe mit experimentellen Messergebnissen, wird die Position der Atomwolke zu verschiedenen Zeitpunkten gemäß Abschnitt 4.1 bestimmt.

Abb. 4.1(c) zeigt den Vergleich der experimentellen Messergebnisse der Massenschwerpunkte mit der entsprechenden Theoriekurve für die lineare Beschleunigungsrampe. Als Anfangswert der Theoriekurve wurde hierbei der erste Messpunkt angenommen. Es ist zu erkennen, dass eine hohe Übereinstimmung vorliegt und die Teilchen bis zu einer Position von 1,5 mm vor die Faser bewegt werden. Um die Geschwindigkeit der Teilchen aus den Messwerten der Position zu erhalten, wird jeweils die Steigung zwischen zwei nebeneinanderliegenden Punkten berechnet und diese dem Mittelpunkt der den Punkten zugehörigen Zeitpunkte zugeordnet. Die Fehler erhält man durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung. Die Beschleunigung erhält man analog durch Berechnung der Steigung der Punkte im Geschwindigkeitsdiagramm. Der Vergleich der experimentell bestimmten Werte für Geschwindigkeit bzw. Beschleunigung und die zugehörigen Theoriekurven sind in Abb. 4.1(e) und 4.1(g) zu sehen. Auch hier lässt sich erkennen, dass die Messwerte zu den theoretischen Kurven passen. Für diese Rampe erfahren die Atome eine Beschleunigung von $0,81 \text{ m/s}^2$. Ihre Maximalgeschwindigkeit beträgt somit $0,081 \text{ m/s}$.

4 Experimentelle Ergebnisse außerhalb der Faser

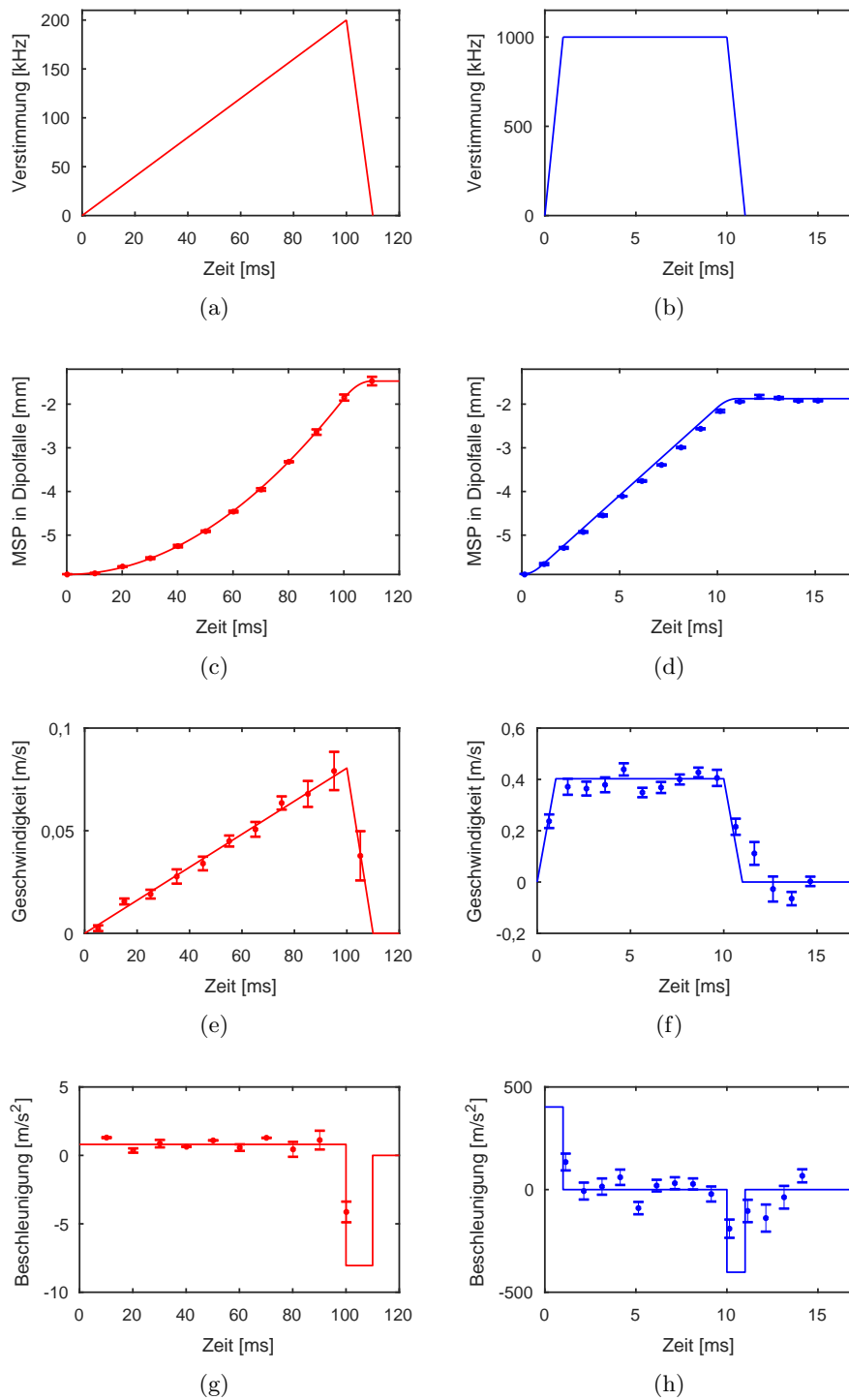


Abbildung 4.1: (a) und (b) zeigen exemplarisch die in dieser Arbeit verwendeten Frequenzkurven. (c) und (d) bilden die Messdaten des Massenschwerpunktes der Atome als Funktion der Rampendauer ab, wobei (e), (f), (g) und (h) die zugehörigen Geschwindigkeiten und Beschleunigungen darstellen. Zum Vergleich wurde der theoretisch erwartete Verlauf in allen Graphen mit eingezeichnet.

4.2 Atomtransport mittels verschiedener Beschleunigungsrampen

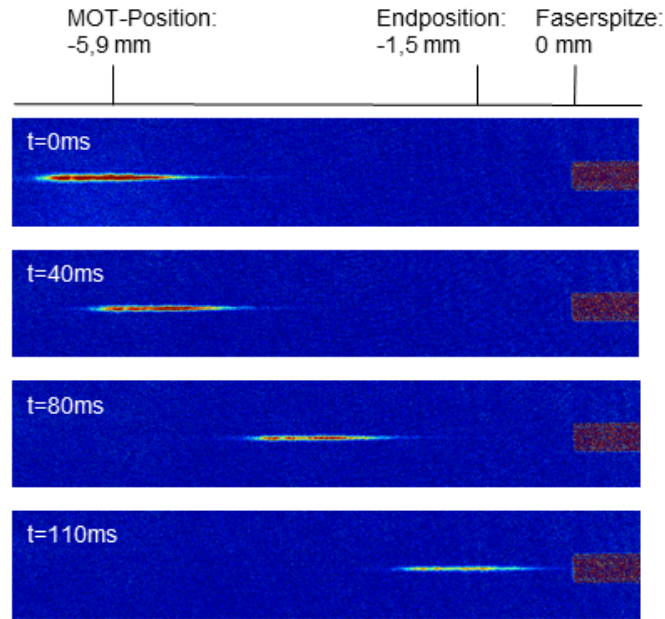


Abbildung 4.2: Absorptionsbilder eines Transportvorgangs. Zu Beginn befinden sich die Atome 5,9 mm von der Faserspitze entfernt an der Anfangsposition. Durch Verwendung der linearen Beschleunigungsrampe aus Abb. 4.1(a) werden die Atome kontrolliert bis 1,5 mm vor die Faserspitze transportiert.

Für andere lineare Beschleunigungsrampen, bei denen die maximale Frequenzverstimmung und die Beschleunigungs- und Abbremszeit variiert wurden, konnte die gleiche Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment gefunden werden. Die Kontrolle der Teilchenposition ist also durch Anwendung dieser Art von Frequenzkurve des optischen Förderbandes gegeben.

Eine Möglichkeit die Atome schneller zu transportieren, bietet sich durch Anwendung einer sogenannten konstanten Beschleunigungsrampe an. Ein schneller Beschleunigungs- und Abbremsvorgang mit einer gewissen Zeitspanne zwischen diesen beiden Abläufen, in denen die Atome eine konstante Geschwindigkeit besitzen, charakterisiert diesen Typ von Frequenzkurve. Abb. 4.1(b) zeigt exemplarisch einen Verlauf dieser Rampenart. Die Maximalfrequenz von 1000 kHz wird nach 1 ms erreicht. Diese wird für 9 ms konstant gehalten und dann wieder innerhalb von 1 ms auf 0 Hz heruntergefahren. Analog zur Berechnung der Formeln für Position, Geschwindigkeit und Beschleunigung für lineare Beschleunigungsrampen in [15] können auch Formeln für den Bereich hergeleitet werden, in dem die Verstimmung konstant gehalten wird und die Atome demnach keine Beschleunigung erfahren. Sie ergeben

$$s(t) = s_0 + m \cdot \frac{\lambda}{2} \cdot t, \quad (4.5)$$

$$v(t) = m \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (4.6)$$

Auch bei diesen Gleichungen beschreibt λ die Wellenlänge der Laserstrahlen, t die Zeit

und m die Steigung der linearen Leistungsrampe, die im Beschleunigungsvorgang angewandt wurde. Um die für diese Frequenzrampe gemessenen Positionen mit der theoretisch ermittelten Kurve zu vergleichen, wurden die Messpunkte wie bei der linearen Beschleunigungsrampe aufgenommen. Der Verlauf des Massenschwerpunktes für unterschiedliche Zeitpunkte entspricht der Theoriekurve, wie in Abb. 4.1(d) erkennbar ist. Hier erreichen die Teilchen eine Endposition von 1,8 mm vor der Faserspitze. Allerdings liegen die Messpunkte während der Rampendauer dauerhaft minimal unter dem in blau dargestellten Theoriegraphen, dessen Anfangspunkt auch hier der erste experimentelle Messpunkt ist. Kurz nach Erreichen der Endposition stimmen die Messwerte wieder innerhalb der Fehlerbalken mit der berechneten Theorie überein. Messungen, auf die im nächsten Abschnitt detaillierter eingegangen wird, haben ergeben, dass bei Anwendung hoher Verstimmungen ein geringer Anteil der Teilchen nicht bis zum Endpunkt transportiert wird. Diese Atome gehen während des Transportes verloren und bilden einen auf den Absorptionsbildern sichtbaren Schweif hinter der Atomwolke. Detailliertere Berechnungen diesbezüglich zeigten allerdings, dass dieser Effekt nicht die Abweichung zwischen der gemessenen und der theoretisch berechneten Position erklären kann. Die Vergleiche der Geschwindigkeit und Beschleunigung für die konstante Frequenzkurve werden in den Abbildungen 4.1(f) und 4.1(h) gezeigt. Die experimentellen Daten entsprechen den theoretisch vorhergesagten Verläufen, obgleich die Abweichungen, verglichen mit denen der linearen Beschleunigungsrampe, größer sind. Dies lässt den Schluss zu, dass der Transportvorgang geringfügig schlechter kontrolliert werden kann. Die Anwendung konstanter Beschleunigungsrampen bietet dennoch den Vorteil die Atome schneller zur Endposition zu transportieren.

Durch Anwendung der exemplarisch vorliegenden konstanten Frequenzkurve erreichen die Atome eine Maximalgeschwindigkeit von $0,4 \text{ ms}^{-1}$ und erfahren Beschleunigungen von ungefähr 400 ms^{-2} . Laut Theorie liegt für diese Beschleunigung ein adiabatischer Transport vor, d.h. die Atome verlassen den Potentialtopf, in dem sie gefangen wurden, während ihrer Bewegung nicht. Die maximal anwendbare Beschleunigung, damit das Kriterium des adiabatischen Transportes noch erfüllt ist, wird in [10] hergeleitet. Für das vorliegende Experiment beträgt sie $a_{\max} = k\hat{U}_0/m_{\text{Rb}} = 2,8 \times 10^5 \text{ ms}^{-2}$, nimmt man einerseits an, dass sich alle Atome im Grundzustand befinden und andererseits die geringste Dipolfalltiefe an der Anfangsposition von circa $0,4 \text{ mK}$ an. Da allerdings bei hohen Verstimmungen Atome während des Transportes verloren gehen, liegt die Vermutung nahe, dass kein reiner adiabatischer Transport vorliegt. Ein Grund dafür könnte sein, dass sich nicht alle Atome im Grundzustand befinden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Kontrolle über den Ort der Atome durch die Anwendung der linearen, bzw. konstanten Beschleunigungsrampe in einem sehr guten Maß gegeben ist. Im folgenden Abschnitt wird der Einfluss der beiden Parameter Rampendauer und Maximalfrequenz auf die Transporteffizienz untersucht. Die Transporteffizienz ist hierbei gegeben durch das Verhältnis von den an die Endposition transportierten Teilchen zu der Anzahl von Atomen, die anfänglich in die Dipolfalle umgeladen wurden.

4.3 Effekte für unterschiedliche Parameter der Beschleunigungsrampe

Nachdem der vorige Abschnitt die kontrollierte Bewegung anhand von zwei verschiedenen Beschleunigungsrampen detailliert erklärt hat, soll dieser Abschnitt die Auswirkungen der

4.3 Effekte für unterschiedliche Parameter der Beschleunigungsrampe

Parameter Rampendauer und Maximalverstimmung der Frequenzkurve näher erläutern. Es wird zunächst gezeigt, inwieweit die Einstellung hoher maximaler Verstimmungen den Transportvorgang beeinflusst. Danach wird geschildert, welche Konsequenzen die Wahl längerer Transportzeiten auf die bewegte Atomwolke hat. Im Abschnitt 4.3.2 wird ausführlich diskutiert, dass eine kürzere Transportzeit zur Faserspitze eine höhere Atomzahl an dieser Position liefert.

4.3.1 Effekte bei Verwendung hoher Verstimmungen

Dieser Abschnitt widmet sich der genaueren Analyse von Transporten mit hohen Verstimmungen. Es konnte durch Betrachtung der Absorptionsbilder für Transporte mit hohen Verstimmungen festgestellt werden, dass nicht alle Teilchen der Atomwolke den Endpunkt erreichen. Abb. 4.3 zeigt das Absorptionsbild nach Transport der Atome durch die im vorigen Abschnitt dargestellte konstante Beschleunigungsrampe. Zusätzlich zur Atomwolke an der Faserspitze ist ein sogenannter Atomschweif erkennbar.

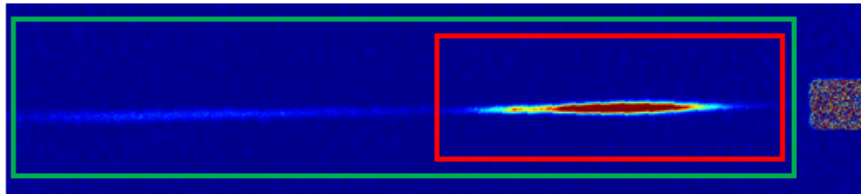


Abbildung 4.3: Absorptionsbild zur Verdeutlichung des Verlustes von Atomen bei Anwendung hoher Verstimmungen. Die Teilchen wurden mithilfe der in Abb. 4.1(b) dargestellten Beschleunigungsrampe zum Endpunkt transportiert. Der Atomschweif ist neben der Atomwolke an der Faserspitze deutlich zu erkennen. Um die Atome nicht in die Teilchenzahl am Endpunkt miteinzubeziehen, findet die Auswertung der Atomzahl mittels des durch den roten Kasten eingegrenzten Bereiches statt.

Um den relativen Anteil der Atome im Schweif bezüglich aller Atome in der Dipolfalle quantitativ zu analysieren, wurden die Atome mit verschiedenen Beschleunigungsrampen an die Faserspitze bewegt und dort ein Absorptionsbild aufgenommen. Mithilfe des Auswerteprogramms wird die Anzahl der Atome innerhalb des eingezeichneten roten und des grünen Kastens ermittelt. Dieses Verfahren wurde für unterschiedliche Beschleunigungsrampen angewendet, um eine Abschätzung des relativen Verlusts von Atomen während des Transportes zu erhalten. Abb. 4.4 zeigt den relativen Anteil des Schweifes zur Gesamtzahl aller Atome aufgetragen gegen die maximale Frequenzverstimmung der Rampe. Die blauen Punkte indizieren eine konstante Rampe und die roten eine lineare. Der Beschleunigungs- und Abbremsvorgang geschieht bei konstanten Frequenzkurven in 1 ms. Die Zeiten, in der die Verstimmung gehalten wird, ist so angepasst, dass die Teilchen die gleiche Endposition 1,8 mm vor der Faserspitze erreichen. Das gleiche gilt für die linearen Beschleunigungsrampen. Das Abbremsen der Atome geschieht für sie analog zur konstanten Rampe in 1 ms. Es konnte ermittelt werden, dass für niedrige maximale Verstimmungen wie beispielsweise 200 kHz der Effekt des Schweifes vernachlässigbar klein ist mit 1(1)%. Der Fehler berechnet sich durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung mithilfe

4 Experimentelle Ergebnisse außerhalb der Faser

der ermittelten Teilchenzahlen und ihrer Abweichung für den roten und grünen Kasten. Es konnte festgestellt werden, dass ab einer Verstimmung von 800 kHz der relative Anteil des Schweifs zunimmt. Bei dieser Verstimmung beträgt er für die konstante Rampe 8(4) % und für die lineare 4(3) %. Abb. 4.4 lässt darauf schließen, dass der Schweif für höhere Frequenzverstimmungen einen immer höheren Anteil der Gesamtteilchenanzahl einnimmt. Den größten gemessenen Anteil nimmt dieser für eine konstante Rampe mit einer maximalen Verstimmung von 1500 kHz mit 24(4) % ein. Um im weiteren Verlauf der Arbeit die finale Teilchenzahl bei hohen Verstimmungen nicht zu überschätzen und nur die Atome zu berücksichtigen, die die Faserspitze erreichen, wird für die Auswertung der Teilchenzahl der Bereich verwendet, den der rote Kasten eingrenzt.

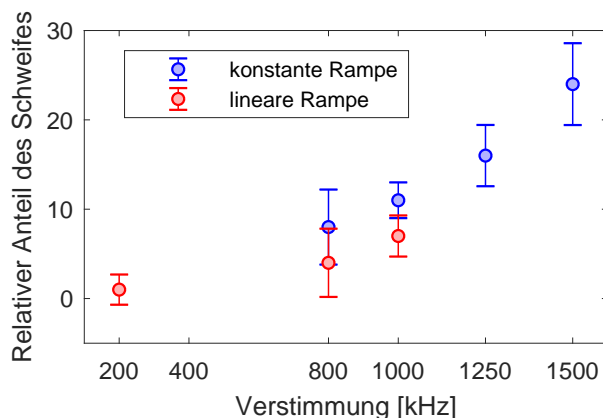


Abbildung 4.4: Relativer Anteil des Schweifes bezüglich aller Teilchen in der Dipolfalle aufgetragen gegen die Maximalverstimmung der Beschleunigungsrampe, mit der die Teilchen transportiert wurden. Je höher die Verstimmung, desto mehr Atome befinden sich im Atomschweif.

Ein weiterer Effekt hoher Frequenzverstimmungen ist der Verlust an Kopplungseffizienz des Dipolfallenstrahls 1 im Experiment. Wie in Abb. 3.4 zu erkennen, passiert der Dipolfallenstrahl 1 einmalig den AOM. Die für das Experiment genutzte erste Ordnung mit einer Verschiebung von $80 \text{ MHz} + \Delta\nu$ wird für $\Delta\nu = 0$ in die PM-Faser eingekoppelt. Der Strahlweg der ersten Ordnung ändert sich allerdings für $\Delta\nu \neq 0$. Für kleine Verstimmungen ist eine ausreichend hohe Kopplungseffizienz gegeben, die für höhere Verstimmungen allerdings nachlässt. Zur Bestimmung der Kopplungseffizienz des Dipolfallenstrahls 1 in die PM-Faser wurde die in die Photodiode eingehende Leistung nach einem Zeitraum von ungefähr 1 ms für verschiedene $\Delta\nu$ gemessen. Die Datenpunkte in Abb. 4.5 zeigen den relativen Anteil der gemessenen zur maximalen Leistung, bei der $\Delta\nu = 0$ ist, für Verstimmungen $\Delta\nu$ von 0 Hz bis 1500 kHz in Schritten von 100 kHz. Der Fehler wurde anhand des Rauschens der Signale bestimmt. Ab einer Verstimmung von 500 kHz tritt ein Verlust an Kopplung auf. Der Verlauf der Datenpunkte lässt den Schluss zu, dass eine lineare Abnahme an Kopplungseffizienz vorliegt. Bei 1500 kHz erreicht sie einen gemessenen Minimalwert von 72(1) %.

4.3 Effekte für unterschiedliche Parameter der Beschleunigungsrampe

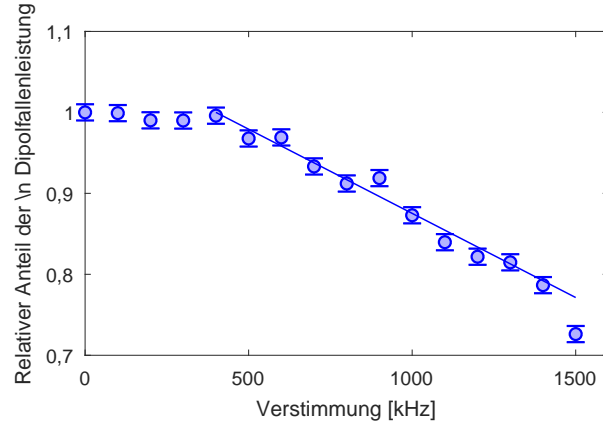


Abbildung 4.5: Relativer Anteil der gemessenen Dipolfallenleistung nach Durchlaufen der PM-Faser bezüglich der Leistung, die der Strahl ohne Verstimmung besitzt, aufgetragen gegen die Verstimmung des Dipolfallenstrahls 1.

Ein durch den AOM doppelt passierender Strahl könnte diesen Effekt verhindern, da dann keine Änderung seines Weges vorliegen würde. Eine Konsequenz wäre jedoch die verringerte Leistung des Strahls, die zu einer niedrigeren Dipolfallentiefe führen würde (vgl. Gleichung 2.2). Da im vorliegenden Experiment eine nahverstimmte Dipolfalle verwendet wird, ist eine hohe Leistung ausschlaggebend, um eine ausreichend hohe Gittertiefe an der MOT-Position zu erreichen.

Im weiteren Verlauf der Arbeit soll der in Abb. 3.3 gezeigte Verlauf der Dipolfallentiefe in axialer Richtung variiert werden. Zum Erreichen kleinerer Fallentiefen an der Faserpitze wird daher die Leistung der Strahlen einem bestimmtem Verlauf folgend gemäß Gleichung 3.7 oder gemäß Gleichung 3.9 verringert. So kann der Verlust der Kopplungseffizienz ausgeglichen werden. Die Eingangsamplitude des AOMs wird dafür derart modifiziert, dass sie einerseits die gewünschte Variation der Dipolfallentiefe und weiterhin das Defizit der Kopplung berücksichtigt. Da festgestellt werden konnte, dass die Kopplungseffizienz geringfügig vom Messtag abhängt, wurde die Kopplungseffizienz an drei verschiedenen Tagen gemessen um so eine Mittelung durchführen zu können. An allen Tagen ist ein Kopplungsverlust ab einer Verstimmung von 500 kHz eingetreten. Der an die hinteren Messdaten gelegte lineare Fit, exemplarisch in Abb. 4.5 als blaue Gerade gezeigt, wurde für alle drei Tage durchgeführt, mit der Bedingung, dass bei einer Verstimmung von 500 kHz volle Kopplungseffizienz vorliegt. Die Mittelung der Fitparameter führt zu folgender Geradengleichung:

$$y_{\text{rel}} = -1,9 \times 10^{-7} \cdot (\Delta\nu - 500) + 1 \quad (4.7)$$

Die Gleichungen 3.7 und 3.9 wurden daraufhin folgendermaßen modifiziert:

$$P(z)_{\text{korrigiert}} = \frac{P(z)}{y_{\text{rel}}} \quad (4.8)$$

Die korrigierte Leistungsabnahme wurde daraufhin für den Dipolfallenstrahl 1 in das Labviewprogramm implementiert.

4 Experimentelle Ergebnisse außerhalb der Faser

Um zu kontrollieren, ob ein Ausgleich der Kopplungseffizienz umgesetzt werden konnte, wurden zwei Messungen durchgeführt. Bei der ersten wurde der Dipolfallentiefenverlauf mithilfe der Eingangsamplitude des AOMs mit Ausgleich der Kopplungseffizienz verändert, bei der zweiten Messung fand kein Ausgleich statt. Die jeweiligen Verläufe der Leistungsänderungen können mithilfe der in Abb. 3.4 dargestellten Photodiode betrachtet werden. Abb. 4.6 zeigt die aufgenommenen Leistungskurven für konstante Rampen für Verstimmungen von 800 kHz, 1000 kHz und 1500 kHz. Diese wurden innerhalb von 1 ms erreicht, für 9 ms gehalten und dann in 1 ms auf 0 Hz heruntergefahren. Die türkisarbene bzw. dunkelblaue Kurve ergibt sich, wenn kein bzw. ein Ausgleich der Kopplungseffizienz stattfindet. Die in allen drei Bildern der Abbildung eingezeichnete rote Kurve zeigt die Theoriekurve der Leistungsabnahme. Sie wurde zuvor innerhalb des Labview-Programms mithilfe der in Abschnitt 3.2.1 ermittelten Kalibrierung mit den Signalen der Photodiode umgerechnet. Es ist zu erkennen, dass eine höhere Verstimmung zu einer höheren Abweichung zwischen Laserleistung und Theoriekurve führt. Die türkisarbene Kurve liegt aufgrund fehlender Kopplung bis kurz vor Ende der Rampendauer unterhalb des theoretisch ausgegebenen Graphen und unterhalb der Kurve mit aktiver Kompensation.

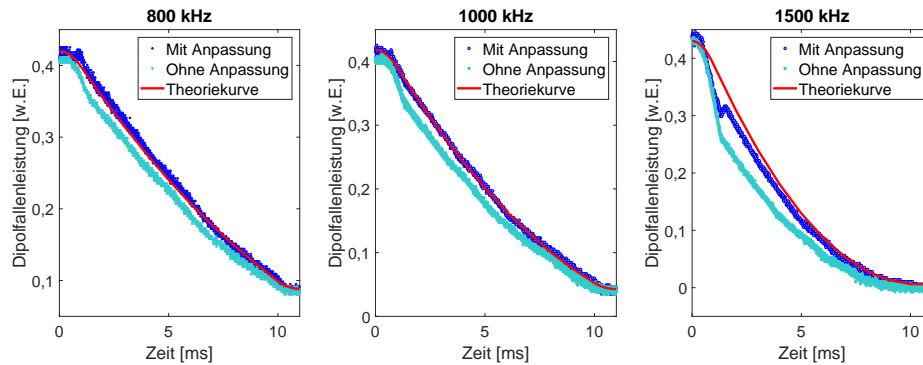


Abbildung 4.6: Leistungsabnahmen des Dipolfallenstrahls 1 aufgetragen gegen die Rampendauer für verschiedene Maximalverstimmungen des Strahls. Die blauen Messpunkte zeigen den Fall, bei dem eine Kompensation des Verlustes der Kopplungseffizienz durch die PM-Faser durch zu hohe Verstimmungen vorgenommen wird. Die türkisarbenen Messpunkte bilden die Leistungskurven ab, bei der kein Ausgleich der fehlenden Kopplungseffizienz durchgeführt wurde. Die vom Frequenzgenerator ausgegebene theoretische Kurve wird durch die rote Linie dargestellt. Es lässt sich erkennen, bei der Leistungsverringerung mit Ausgleich eine höhere Übereinstimmung mit der Theorie vorliegt.

Für die 1500 kHz-Rampe liegt der größte Unterschied zwischen Theorie und kompensierter Laserleistung in den ersten Millisekunden der Rampendauer vor. Dies lässt sich dadurch erklären, dass für die Messdaten aus Abb. 4.4 der relative Leistungsabfall nach einer Dauer von 1 ms bestimmt wurde und die Anpassung der Leistung damit auf diesen Zeitbereich ausgelegt ist. Die Eingangsamplitude des AOMs ist demnach nicht richtig auf den Beschleunigungsvorgang der konstanten Rampe, der innerhalb der ersten Millisekunde abläuft, angepasst. Dadurch lässt sich auch der in der Abbildung der 1500 kHz-Rampe erkennbare Sprung erklären. Ab dem Zeitpunkt des Sprungs kann die Kompensation des

4.3 Effekte für unterschiedliche Parameter der Beschleunigungsrampe

Leistungsabfalls einsetzen, sodass eine erhöhte Amplitude in den AOM eingegeben wird.

Zum besseren Vergleich der Übereinstimmung zwischen gemessener Laserleistung mit und ohne Kompensation mit der Theoriekurve werden ihre Integrale über den Zeitraum der Rampendauer berechnet. Daraufhin wird der relative Anteil des Integrals der Laserleistungskurve mit und ohne Kompensation bezüglich des Integrals der Theoriekurve berechnet. Tabelle 4.1 zeigt die Ergebnisse. Es ist zu erkennen, dass die Kompensation eine höhere Übereinstimmung zwischen der theoretischen und der gemessenen Leistungsverringering erzielt. Die Leistungskurven mit Kompensation liefern für das weitere Experiment eine ausreichende Übereinstimmung mit der Theorie.

Tabelle 4.1: Übereinstimmung der gemessenen Leistungsabfälle der Laserstrahlen mit und ohne Kompensation des Verlustes der Kopplungseffizienz für hohe Verstimmungen mit den jeweiligen Theoriekurven.

Maximale Verstimmung [kHz]	Ohne Kompensation	Mit Kompensation
800	90%	97%
1000	89%	98%
1500	74%	90%

Es lässt sich zusammenfassen, dass die beiden für hohe Verstimmungen auftretenden Effekte, d.h. das Auftreten des Atomschweifens und der Verlust der Kopplung in die PM-Faser, näher untersucht wurden. Es konnten Lösungen gefunden werden, die die Auswirkungen dieser Effekte auf die experimentellen Ergebnisse größtenteils minimieren.

Zur Optimierung des Transportvorgangs sollen weiterhin Beschleunigungsrampen mit niedrigen maximalen Frequenzverstimmungen untersucht werden. Die Auswertung der Effekte bei Verwendung niedriger Verstimmungen wird daher im nächsten Abschnitt erläutert.

4.3.2 Effekte bei Verwendung geringer Verstimmungen

Nutzt man niedrige Verstimmungen, um die Atome zur Faserspitze zu bewegen, ergeben sich längere Transportzeiten. Inhalt dieses Abschnittes ist eine Untersuchung davon, wie sich die Verwendung niedriger Verstimmungen und damit längerer Rampendauern auf den Atomtransport auswirkt. Hierfür wurden Atome mit drei verschiedenen Beschleunigungsrampen, deren Verlauf in Abb. 4.7 zu sehen ist, zur Faserspitze transportiert. Es handelt sich um zwei lineare Frequenzkurven mit Maximalverstimmungen von 200 kHz bzw. 1000 kHz. Die dritte Kurve ist eine konstante Rampe mit einer Maximalfrequenz von 1000 kHz. Die Abbremsung der Atome erfolgt für jede Frequenzkurve in 1 ms.

4 Experimentelle Ergebnisse außerhalb der Faser

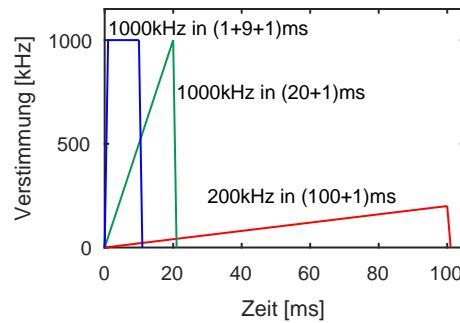


Abbildung 4.7: Frequenzkurven aufgetragen gegen die jeweilige Rampendauer. Es werden zwei lineare Beschleunigungsrampen mit Maximalfrequenzen von 200 kHz und 1000 kHz und eine konstante Rampe mit einer Maximalfrequenz von 1000 kHz für 9 ms verwendet. Bei allen drei Rampen erreichen die Atome die gleiche Endposition.

Die Zeiten wurden so angepasst, dass die Teilchen 1,8 mm vor die Faser bewegt werden. Direkt nachdem die Teilchen die Endposition erreicht haben, wird die Atomzahl gemessen. Die in Abb. 4.8 dargestellten blauen Balken geben die Transporteffizienz für die jeweilige Rampe an. Die Fehler wurden hierbei durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung der ermittelten Teilchenzahlen und ihrer Fehler berechnet. Es ist zu erkennen, dass die Transporteffizienz für kürzere Transportzeiten höher ist. Sie beträgt für die konstante Rampe 64(4) % und für die 200 kHz-Rampe nur noch 44(3) %.

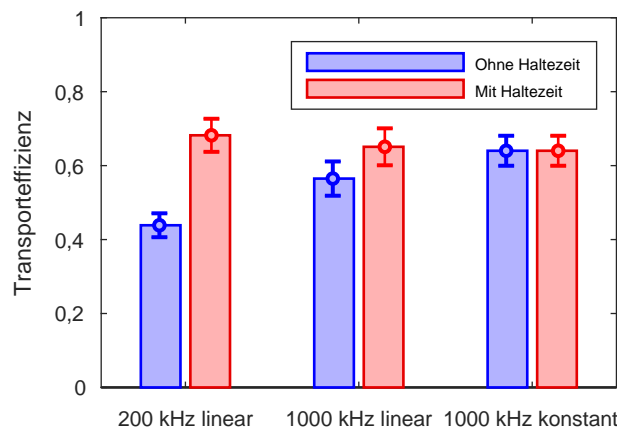


Abbildung 4.8: Transporteffizienz an der Endposition für die jeweilige Rampe. Die blauen Balken geben den relativen Anteil der transportierten Teilchen zu den anfänglich in die Dipolfalle umgeladenen an. Die roten Balken zeigen den relativen Anteil der zur Endposition bewegten Teilchen bezüglich der Atomzahl, die in die Dipolfalle umgeladen wurde, dann für die Zeitspanne der jeweiligen Rampendauer an der Anfangsposition gehalten wurde und erst danach gemessen wurde.

Eine Erklärung hierfür ist die Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle. Die Lebens-

4.3 Effekte für unterschiedliche Parameter der Beschleunigungsrampe

dauer ist zu einem Teil durch die Streurrate der nahverstimzten Dipolfalle und dem damit verbundenen Aufheizen der Atome bestimmt. Für das vorliegende Experiment wurde die Streurrate in Kap. 2.2 berechnet. Ihr Verlauf ist in Abb. 4.9 dargestellt. Nimmt man an, dass die Photonen, die elastisch an den Atomen gestreut werden, eine Temperatur von 300 nK besitzen, die ungefähr der Rückstoßtemperatur der D1- und D2-Linie von ^{87}Rb entspricht, so ergibt sich durch die Streurrate von 46,4 Hz am Anfangspunkt und die zugehörige anfängliche Potentialtiefe von circa 0,4 mK eine berechnete Lebensdauer der Teilchen in der Falle von $\tau = 0,4 \text{ mK} / (46,4 \text{ Hz} \cdot 300 \text{ nK}) \approx 29 \text{ s}$ für Atome im Grundzustand.

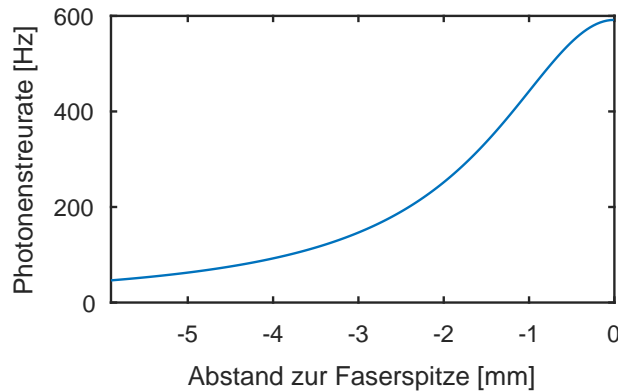


Abbildung 4.9: Berechnete Streurrate gegen die axiale Richtung, d.h. den Abstand zur Faserspitze. Durch die Intensitätszunahme der Dipolfallenstrahlen zur Faserspitze hin, nimmt auch die Streurrate zu, was zu einem zunehmenden Aufheizen der Atome führt.

Um diesen Wert mit einer experimentell ermittelten Lebensdauer vergleichen zu können, wurden die Atome am Anfangspunkt in die Dipolfalle umgeladen und die Anzahl der Teilchen nach bestimmten Haltezeiten in der Dipolfalle vermessen. Abb. 4.10 zeigt den experimentell ermittelten Abfall der Teilchen an der MOT-Position gegen die Zeit. Aus dem exponentiellen Fit an die Messpunkte lässt sich die Lebensdauer von 192(18) ms extrahieren. Diese ist wesentlich geringer als die zuvor berechnete. Die Abweichung der Lebensdauern lässt sich zu einem Teil durch den Hintergrunddruck der Vakuumkammer erklären. Ein Sensor, der sich allerdings nicht direkt in der Vakuumkammer befindet, misst für das vorliegende Experiment einen Hintergrunddruck von $3,4 \times 10^{-9}$ mbar. Um den Einfluss des Druckes auf das Experiment zu minimieren, wurden zusätzlich zwei Titan-Sublimationspumpen verwendet, die ihn auf $1,5 \times 10^{-9}$ mbar verringern konnten. Trotzdem ließ sich keine Veränderung der Lebensdauer feststellen. Vergleiche mit anderen Experimenten haben ergeben, dass trotz Vorhandenseins dieses Hintergrunddrucks Lebensdauern im geringen Sekundenbereich vorliegen sollten [20]. Einer weiteren Hypothese zufolge ist im Spektrum der zur Verstärkung der Laserstrahlen genutzten TAs auch Licht mit Frequenzen, die näher an der Übergangsfrequenz liegen, enthalten. Dies hätte eine sehr viel höherer Photonenstreurrate und somit ein schnelleres Aufheizen der Atome zur Folge. Diese Annahme wird unterstützt durch die Tatsache, dass durch den vor Beginn der Maserarbeit zusätzlich eingebauten Filter, der näher resonantes Licht der Dipolfallenstrahlen nicht transmittiert, eine längere Lebensdauer erzielt werden konnte.

4 Experimentelle Ergebnisse außerhalb der Faser

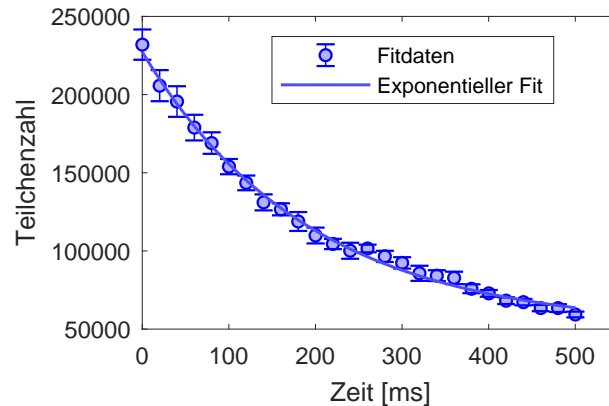


Abbildung 4.10: Lebensdauer der Atome an der MOT-Position in der Dipolfalle für das vorliegende Experiment. Ein exponentieller Fit liefert eine Lebensdauer von 192(18) ms.

Zur genaueren Untersuchung dieser Hypothese könnte eine Rubidiumzelle in den Strahlengang zwischen der Verstärkung durch die TAs und die Hohlkernfaser eingebaut werden. Die sich in der Zelle befindenden Rubidiumatome würden das resonante Licht absorbieren und somit verhindern, dass es in die Hohlkernfaser gelangt. Weitere Untersuchungen zur Verifikation dieser Aussage überstiegen allerdings den Zeithorizont der vorliegenden Arbeit. Weiterhin waren für die Untersuchungen dieser Arbeit die Lebensdauern ausreichend hoch.

Um die vorher in diesem Abschnitt diskutierten Transporteffizienzen bezüglich der Lebensdauer zu korrigieren, wurden die Relationen von transportierten Atomen zur Anzahl der Teilchen berechnet, die zunächst in die Dipolfalle umgeladen, dann für die jeweilige Zeitspanne der Rampendauer in ihr gehalten und dann erst gemessen wurden. Die Ergebnisse werden in Abb. 4.8 durch die roten Balken dargestellt. Die Effizienzen stimmen für die drei Rampen nun fast annähernd mit einem Wert von circa 65% überein. Die langsamste Rampe weist jetzt sogar den höchsten Wert von 68(4) % auf. Dies deutet darauf hin, dass die einzelnen Transportparameter wie Maximalfrequenz und Rampendauer einen sehr viel geringeren Einfluss auf die Transporteffizienz haben als die Lebensdauer. Läge keine Limitierung durch die Lebensdauer vor, würden sich aufgrund der im vorigen Kapitel diskutierten Effekte kleine Verstimmungen und damit längere Transportzeiten positiv auf die Transporteffizienz auswirken.

Resümierend kann gesagt werden, dass trotz der negativen Effekte hohe maximale Verstimmungen notwendig sind, um die Zahl der transportierten Atome zu maximieren. Dies ist durch die Lebensdauer begründet, die einen hohen Einfluss auf das vorliegende Experiment besitzt. Es ließ sich zudem feststellen, dass die Transporteffizienz für alle Beschleunigungsrampen im vorliegenden Experiment fundamental auf ungefähr 68% ohne Einfluss der Lebensdauer limitiert ist. Dies kann z.B. durch das Rauschen von Phase und Amplitude begründet werden [13].

Neben den Parametern Rampendauer und Verstimmung kann auch der Verlauf der Rampen einen Einfluss auf den Transport haben. Dieser Aspekt wird im folgenden Abschnitt näher untersucht.

4.4 Einfluss verschiedener Rampenverläufe

Dieser Abschnitt untersucht, inwieweit der Verlauf der Frequenzkurve Auswirkungen auf die Atome am Endpunkt hat. Hierfür wurden verschiedene Verläufe einer linearen Beschleunigungsrampe mit einer Maximalfrequenz von 200 kHz verwendet. Diese sind in Abb. 4.11(a) gezeigt. Die rote Kurve stellt die im vorigen Abschnitt dargestellte lineare Rampe dar, die innerhalb von 100 ms 200 kHz erreicht und danach 1 ms benötigt, um wieder auf 0 kHz herunterzufahren. Die grüne Kurve zeigt den gespiegelten Fall, bei dem der Beschleunigungsvorgang 1 ms und die Abbremsung 100 ms dauert. Die dunkelblaue Frequenzkurve gibt den fast symmetrischen Fall an, bei dem die Maximalfrequenz nach 51 ms erreicht wird und dann innerhalb von 50 ms auf 0 kHz heruntergefahren wird. Dies entspricht atomaren Beschleunigungen von ungefähr $1,61 \text{ ms}^{-2}$. Bei allen drei Rampen erreichen die Atome dieselbe Endposition von $-1,8 \text{ mm}$ vor der Faser, auf dem Weg dorthin erfahren sie allerdings zu unterschiedlichen Zeiten unterschiedliche Beschleunigungen. Zum Vergleich der Anzahl der Atome am Endpunkt zu verschiedenen Zeiten nach Durchführung des Transportes wurde für alle drei Rampen der Abfall der Teilchenzahlen in der Dipolfalle nach dem Transportvorgang vermessen. Die Verläufe sind in Abb. 4.11(b) gezeigt. Bei allen drei Rampen erreichen circa 12×10^4 Teilchen den Endpunkt. Da auch der Abfall der Teilchen nach Erreichen der Endposition für alle drei Beschleunigungsrampen annähernd übereinstimmt, lässt sich folgern, dass der Verlauf der Frequenzkurve keinen sichtbaren Einfluss auf die Transporteffizienz und die Temperatur der Atome hat. Sie kann somit frei gewählt werden.

Nachdem der Einfluss der verschiedenen Parameter der Frequenzkurven auf die Transporteffizienz detailliert analysiert wurde, widmet sich der nächste Abschnitt der Temperatur der transportierten Atome.

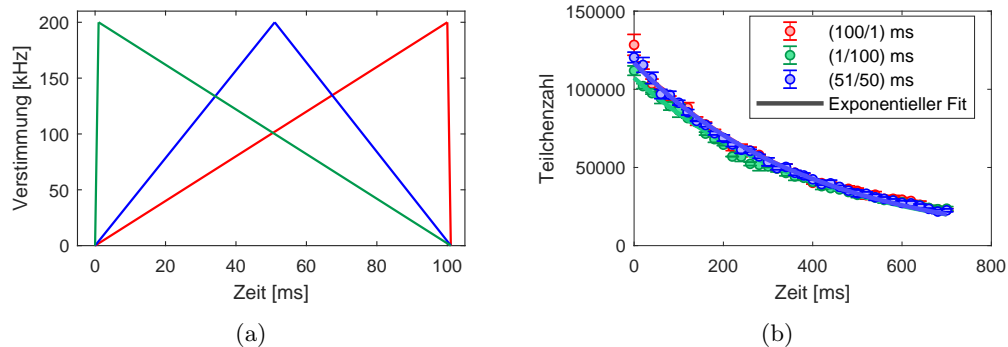


Abbildung 4.11: (a) zeigt die verschiedenen Formen einer Frequenzkurve mit einer Rampendauer von 101 ms und einer Maximalfrequenz von 200 kHz. (b) stellt den Abfall der Atomzahl an der Endposition dar, den sie mittels der in (a) gezeigten Frequenzkurven erreicht haben.

4.5 Einfluss des Transportes auf die Temperatur der Atome

Ein weiterer Parameter, welcher bei der Optimierung des Transportes beachtet werden muss, ist die Temperatur der Teilchen. Der folgende Abschnitt konzentriert sich auf Messungen der atomaren Temperatur am Anfangspunkt und am Endpunkt des Transportes. Es wurde zunächst die Anfangstemperatur der Atome bestimmt, d.h. unmittelbar nachdem sie in die Dipolfalle umgeladen wurden. Sie ist in Abb. 4.12 durch den roten Balken dargestellt und beträgt $99(6) \mu\text{K}$. Im Vergleich zur gemessenen Temperatur der Atome in der MOT von circa $20 \mu\text{K}$ hat sich die Teilchenwolke durch das Umladen aufgeheizt.

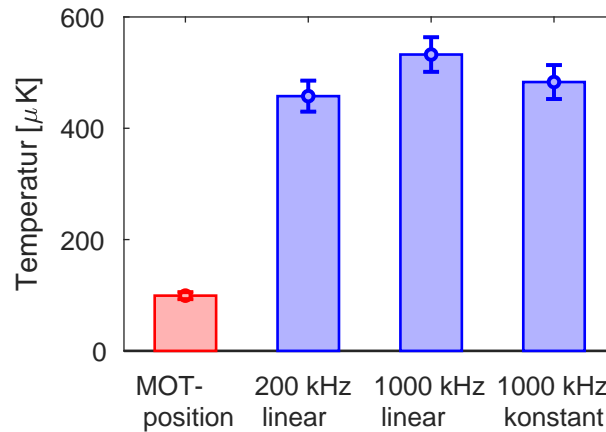


Abbildung 4.12: Temperatur der Atomwolke. Der rote Balken gibt die Anfangstemperatur der Atome an der MOT-Position an. Die blauen Balken geben die finale Temperatur der Teilchen aufgetragen gegen die Frequenzrampe, mit der sie zum Endpunkt bewegt wurden, an. Es ist ein deutliches Aufheizen der Atome durch den Transport zu erkennen.

Darauffolgend wird die Temperatur der Teilchen an der Endposition für die drei bereits in Abb. 4.7 vorgestellten Frequenzkurven bestimmt. Für die Auswertung wird analog zur Bestimmung der Transporteffizienz der in Abb. 4.3 gezeigte rote Kasten verwendet. Die ermittelten Temperaturen sind für die drei Kurven in Abb. 4.12 durch die blauen Balken gekennzeichnet. Man kann erkennen, dass die Atomwolke in allen drei Fällen eine deutlich höhere mittlere Temperatur besitzt. Bei Anwendung der Rampe mit einer Maximalverstimmung von 200 kHz besitzen die Atome eine Endtemperatur von $457(27) \mu\text{K}$, während sie für die lineare 1000 kHz-Rampe $532(31) \mu\text{K}$ und für die konstante 1000 kHz-Rampe $483(31) \mu\text{K}$ beträgt. Der Anstieg der Temperatur lässt sich hauptsächlich mithilfe des Bändermodells erklären. Detailliertere Erläuterungen diesbezüglich sind im demnächst veröffentlichten Paper zu finden [21]. Es zeigt sich, dass die so ermittelten theoretischen Werte mit den gemessenen Temperaturen übereinstimmen. Wendet man eine Leistungsrampe an, d.h. verringert die Leistung gemäß Abschnitt 3.2.2, während die Atome sich auf die Faserspitze zu bewegen, verändert sich die Form des Potentials für jede angewandte Leistungsrampe anders. Durch die spezifische Formänderung des Potentials wird dem Energieband, in dem sich die Atome von Beginn an befinden, eine unterschiedliche finale Temperatur zugeordnet. Das bedeutet, dass je flacher das vorliegende Dipolpotential, desto geringer die Temperaturschwelle für das Verlassen eines Teilchens. Dies hat einerseits

4.6 Einfluss der Anpassung des Dipolfallenpotentialverlaufs

einen Verlust von Atomen zur Folge, andererseits bewirkt es, dass nur sehr kalte Teilchen gefangen bleiben können und somit die mittlere Temperatur der Atomwolke geringer ist. Einen sehr viel geringeren Einfluss als die Tiefe des Dipolfallenpotentials hat die Wahl der Beschleunigungsrampe auf die finale Temperatur.

Es konnte gezeigt werden, dass die Atome auf dem Weg zur Faserspitze hin aufheizen. Um eine kältere Atomwolke an der Endposition zu erhalten, wird die Falltiefe abhängig von der Position der Atome angepasst. Die nächsten beiden Abschnitte stellen die zugehörigen Ergebnisse dar.

4.6 Einfluss der Anpassung des Dipolfallenpotentialverlaufs

Die vorigen Kapitel haben gezeigt, dass die Teilchen mit einer bestimmten Effizienz vor die Faser transportiert werden können. Diese Effizienz hängt aufgrund der Lebensdauer von der maximalen Frequenzverstimmung ab. Weiterhin konnte festgestellt werden, dass sich die Atome während des Transportes durch Änderung des Potentials zur Faserspitze hin aufheizen. Die beiden folgenden Abschnitte präsentieren zwei Methoden, die es ermöglichen, die Endtemperatur der Atome durch dynamische Anpassung der Dipolfalltiefe an den Atomtransport zu variieren. Ziel ist es, eine kältere Atomwolke an der Faserspitze zu erhalten. Dies ist dadurch motiviert, dass die Teilchen im späteren Verlauf der Arbeit innerhalb der Faser vermessen werden sollen. Stoßen die Atome an die Faserwand, können diese daraufhin nicht mehr von der Dipolfalle eingefangen werden. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Teilchen hängt von der Temperatur der Atome ab, sodass sich kältere Atome länger ohne Wechselwirkung mit der Faser in ihr aufhalten können.

4.6.1 Optimierung des Transports durch Änderung der finalen Dipolfalltiefe

Dieser Abschnitt widmet sich den Messergebnissen, bei denen die Leistung gemäß Gleichung 3.7 angepasst wurde. Für die Messungen werden die Atome mit einer Anfangstemperatur von circa $100 \mu\text{K}$ mittels der drei in Abb. 4.7 dargestellten Frequenzkurven zur Faserspitze transportiert. Während des Transports wird passend zur Atomposition gemäß Gleichung 3.7 die Leistung der beiden Dipolfallenstrahlen so verringert, dass die Atome die in Abb. 4.13(a) dargestellten Potentialverläufe erfahren. Die gestrichelte Linie in Abb. 4.13(a) deutet hierbei die Endposition der Atome an. Die rote Kurve repräsentiert hier wieder den Fall, bei dem die Leistung der Strahlen konstant gehalten wird und die blaue den Fall, bei dem das Potential durchgängig die anfängliche Tiefe von $-0,4 \text{ mK}$ besitzt. Die anderen Kurven stellen die Fälle dar, bei denen die finale Dipolfalltiefe 7, 4 oder 0,5-mal der anfänglichen entspricht, wie in der Legende der Abbildung erkennbar ist. Die Abbildungen 4.13(b), 4.13(c) und 4.13(d) zeigen die Messergebnisse für die jeweilige Beschleunigungsrampe. Aufgetragen ist die Transporteffizienz gegen die Temperatur der Atome an der Endposition in μK . Die Farbe der einzelnen Messpunkte indiziert die angewendete Leistungsrampe aus Abb. 4.13(a). Zunächst werden die experimentellen Messergebnisse, durch volle Punkte dargestellt, diskutiert. Nimmt man keine Leistungsänderung der Strahlen vor, so ergeben sich im Experiment finale Atomwolken mit der höchsten Transporteffizienz, die beispielsweise für die 1000 kHz konstante Beschleunigungsrampe ungefähr 63% der anfänglichen entspricht. Für die langsamere Rampe ergibt

4 Experimentelle Ergebnisse außerhalb der Faser

sich aufgrund des Einflusses der Lebensdauer in der Dipolfalle, wie im vorigen Kapitel geschildert, eine geringere Transporteffizienz von nur ungefähr 45%. Zudem lässt sich das deutliche Aufheizen der Atomwolke erkennen, sodass die Atomwolke exemplarisch durch Anwendung der 200 kHz-Rampe eine Endtemperatur von 457(28) μK besitzt, die damit ungefähr dem 5-fachen der Anfangstemperatur entspricht.

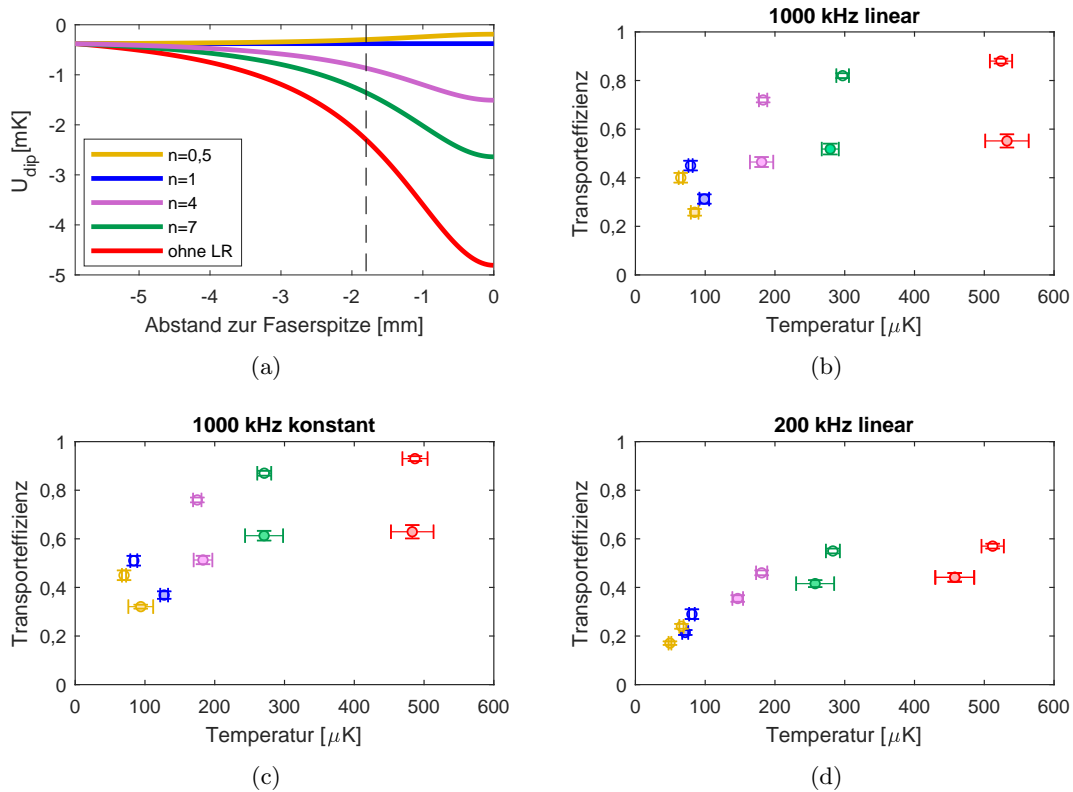


Abbildung 4.13: (a) zeigt die für die Messungen verwendeten Potentialverläufe in axialer Richtung, erzielt durch angepasste Leistungsverringerung der Strahlen. Die gestrichelte Linie gibt die Endposition der Atome an. (b), (c) und (d) geben die Messergebnisse für die drei Frequenzkurven wieder. Die vollen Punkte stellen die Messergebnisse dar, die leeren geben die Ergebnisse der Simulation des Experimentes an. Die Farbe der Messpunkte zeigt den für die Messung verwendeten Potentialverlauf aus (a) an.

Man kann für alle drei Frequenzkurven erkennen, dass bei Verringerung der finalen Potentialtiefe von $n = 7$ zu $n = 0,5$ die Transporteffizienz und die Endtemperatur geringer ausfallen. Es lässt sich allerdings erkennen, dass der Abfall der Transporteffizienz bei Anwendung der Leistungsrampen mit $n = 7$ nur maximal 4% beträgt, während die Temperatur ungefähr um die Hälfte abnimmt. So beträgt die Transporteffizienz bei der konstanten 1000 kHz-Rampe für $n = 7$ sogar 61(2)%, während die Temperatur von 483(30) μK auf 270(27) μK abfällt. Wendet man die beiden Leistungsrampen an, bei denen $n = 1$ und $n = 0,5$ ist, lässt sich ein deutlicher Verlust von transportierten Teilchen feststellen. So lassen sich durch Anwendung dieser zwei Leistungsrampen für die 200 kHz-Rampe nur noch Transporteffizienzen von 21(1)% bzw. 17(1)% und für die lineare 1000 kHz-Rampe

4.6 Einfluss der Anpassung des Dipolfallenpotentialverlaufs

von 31(2) % bzw. 26(1) % feststellen. Besteht das Ziel allerdings nicht darin möglichst viele Atome in die Faser, sondern möglichst kalte Teilchen in die Faser zu bewegen, so bietet sich die Anwendung dieser beider Rampen an. Die Endtemperatur für $n = 1$ bzw. $n = 0,5$ beträgt für die lineare 1000 kHz-Rampe 99(7) μK bzw. 85(6) μK und ist somit ungefähr um das sechsfache geringer. Für die 200 kHz-Rampe beträgt sie 71,4(40) μK bzw. 49,5(20) μK und ist damit sogar geringer als die Anfangstemperatur.

Für geringe Leistungsänderungen können also viele Teilchen zum Endpunkt transportiert werden und die Temperatur der Wolke ist dort verhältnismäßig hoch. Wendet man eine Leistungsrampe an, bei der die finale Dipolfallentiefe gering ist, erreichen weniger und nur kältere Teilchen die Faserspitze.

Um die experimentell gemessenen Daten mit theoretisch ermittelten Ergebnissen vergleichen zu können, wurde das vorliegende Problem des Transports der Atome in die Hohlkernfaser von der AG Speck simuliert. Für detaillierte Erklärungen sei hier wieder auf das demnächst veröffentlichte Paper verwiesen [21]. Um das vorliegende Experiment zu modellieren, wurde die anfängliche Teilchenzahl der Wolke so gewählt, dass die Wechselwirkung der Atome untereinander vernachlässigt werden kann und jedes einzelne Teilchen nur dem Dipolpotential unterliegt. Weiterhin wurde die anfängliche Atomwolke gemäß den Werten des vorliegenden Experimentes präpariert. Zur Simulation des Transportes wurden die Bewegungsgleichungen bezüglich des Dipolpotentials aus Gleichung 2.12 gelöst. Der Verlust eines Teilchens tritt hierbei ein, sobald seine Energie größer als die Potentialtiefe ist. Um die Lebensdauer der Atome in die Simulation miteinzubeziehen, wurden die Atome zunächst an die Endposition transportiert und daraufhin die finale Teilchenzahl durch einen Faktor, der die Lebensdauer von 200 ms an der Anfangsposition beinhaltet, korrigiert. Die Lebensdauer ist demnach in der Simulation nicht von der Fallentiefe abhängig.

Die theoretisch simulierten Daten sind in den Abbildungen 4.13(b), 4.13(c) und 4.13(d) als leere Punkte dargestellt. Der qualitative Verlauf der Messpunkte stimmt für alle drei Frequenzkurven überein. Auffallend ist allerdings die große Abweichung der experimentellen von den theoretischen Transporteffizienzen. Laut Theorie sollen für jede Beschleunigungsrampe mehr Teilchen die Endposition erreichen. Um diese Diskrepanz näher zu untersuchen, wurde für alle Messpunkte die Relation zwischen experimentell ermittelter und theoretisch berechneter Transporteffizienz bestimmt. Die Ergebnisse für die drei Beschleunigungsrampen sind in Abb. 4.14(a) gezeigt. Für alle drei Frequenzkurven ist ein konstanter Faktor zu erkennen. Dieser beträgt für die konstante 1000 kHz-Rampe und für die lineare 200 kHz-Rampe ungefähr 0,7 und für die lineare 1000 kHz-Rampe circa 0,65. Dies bestätigt die Annahme, dass das vorliegende Experiment bezüglich der Transporteffizienz begrenzt ist. Da schon vorher festgestellt werden konnte, dass die Lebensdauer der Atome einen hohen Einfluss auf die Transporteffizienz hat, könnte sie auch hier verantwortlich für die hohe Abweichung zwischen experimentellen Messwerten und Theorie sein. Es liegt die Vermutung nahe, dass die Lebensdauer der Simulation nicht den tatsächlichen Bedingungen des Experimentes entspricht.

Weiterhin kann die experimentell ermittelte Temperatur mit der theoretischen der Simulation verglichen werden. Analog zum obigen Vergleich wurde auch hier die Relation von gemessenen zu theoretisch berechneten Werten der Temperatur bestimmt.

4 Experimentelle Ergebnisse außerhalb der Faser

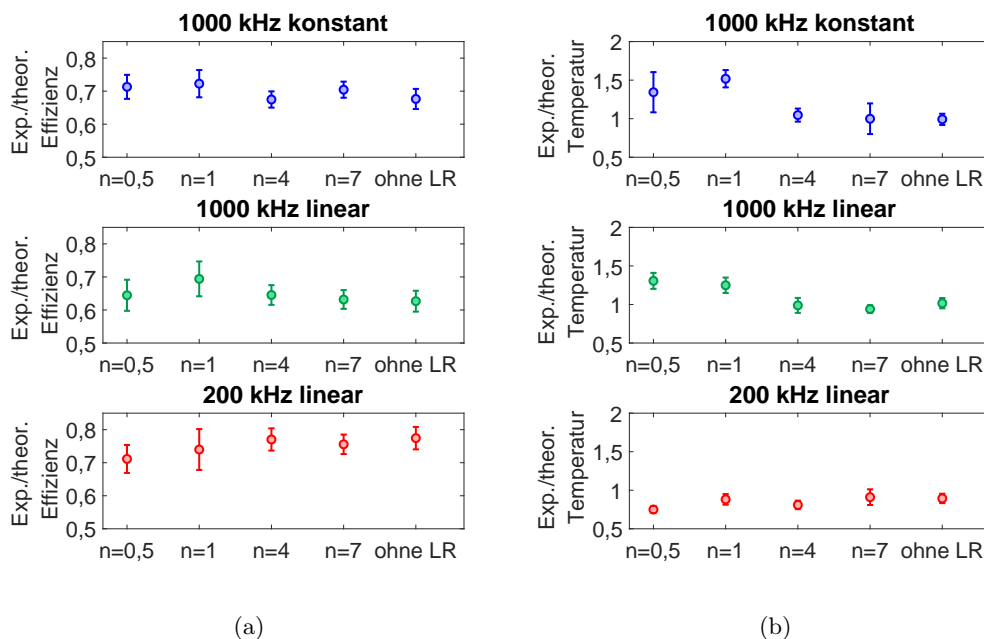


Abbildung 4.14: (a) Vergleich der experimentellen mit den simulierten Werten für die Transporteffizienz für die jeweilige angewandte Beschleunigungsrampe. (b) Vergleich der experimentellen mit den simulierten Werten für die Endtemperatur der Atomwolke.

Für hohe finale Potentialtiefen lässt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie beobachten. Für die lineare und konstante 1000 kHz-Rampe lässt sich anhand von Abb. 4.14(b) allerdings feststellen, dass die gemessene Temperatur für $n = 0,5$ und $n = 1$ größer als die theoretisch berechnete ist. Eine Erklärung liefert die für die Simulation angenommene Anfangstemperatur von $50 \mu\text{K}$, während sie für die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen ungefähr $100 \mu\text{K}$ betrug. Diese Abweichung beeinflusst besonders die Endtemperaturen von Leistungsrampen, bei denen ein kleines n gewählt wird und somit geringe Temperaturen der Atomwolke erzielt werden. Weiterhin ist die experimentell ermittelte Temperatur für die lineare 200 kHz-Rampe für alle Leistungsrampen kleiner als die Temperatur aus der Simulation. Dies lässt sich wieder darauf zurückführen, dass die Einberechnung der Lebensdauer erst nachträglich erfolgte und somit der Prozess des Verlustes von heißeren Teilchen und der daraus folgenden Verringerung der mittleren Temperatur der Atomwolke während des Transports nicht berücksichtigt werden kann. Dies erklärt die höheren theoretisch ermittelten Temperaturen am Endpunkt. Da die lineare 200 kHz-Rampe die Atome im Vergleich zu den beiden anderen Rampen eher langsam zur Faserspitze transportiert, beeinflusst die Lebensdauer diese Ergebnisse am stärksten.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass es unter Anwendung dieser Methodik der Leistungsverringerung möglich ist, die Endtemperatur der Atomwolke zu variieren und daher auch zu kontrollieren. Außerdem wurde festgestellt, dass eine Atomwolke mit niedriger Endtemperatur einen Verlust an heißeren Teilchen während des Transports und damit eine geringere Transporteffizienz bewirkt. Die Simulationsergebnisse passen qua-

4.6 Einfluss der Anpassung des Dipolfallenpotentialverlaufs

litativ gut zu den Messwerten und liefern daher ein ausreichendes Verständnis für den Transportvorgang. Weiterhin ist es möglich, die Atome mit der Methode der verzögerten Leistungsanpassung zu transportieren. Der nächste Abschnitt dient der Präsentation der Messergebnisse für diese Methode.

4.6.2 Optimierung des Transports durch Verzögerung der Leistungsanpassung

Nachdem im vorigen Kapitel gezeigt werden konnte, wie die Temperatur der Atomwolke durch Anpassung der finalen Dipolfalltiefe manipuliert werden kann, widmet sich der folgende Abschnitt der Methode der verzögerten Leistungsanpassung gemäß Gleichung 3.9. Zur Optimierung des Transports mittels dieser Methode werden die Atome, wie im vorigen Abschnitt, an die Faserspitze transportiert und dort die Transporteffizienz und Temperatur gemessen. Die untersuchten Fallentiefenverläufe werden in Abb. 4.15(a) dargestellt, wobei die gestrichelte Linie wieder die Endposition der Atome angibt. Die zugehörigen Ergebnisse der konstanten 1000 kHz-Rampe werden in Abb. 4.15(b) präsentiert.

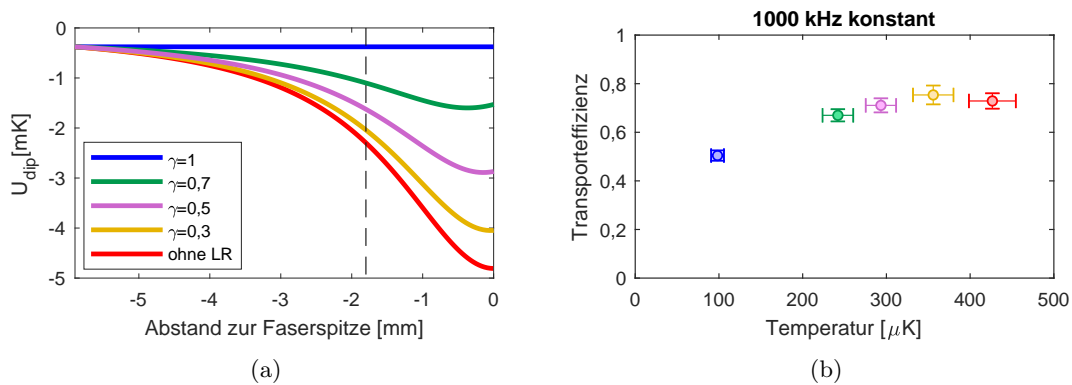


Abbildung 4.15: (a) zeigt die für die Messungen verwendeten Potentialverläufe in axialer Richtung, erzielt durch angepasste Leistungsverringerung der Strahlen. Die gestrichelte Linie gibt die Endposition der Atome an. (b) gibt die Messergebnisse bei Anwendung der konstanten 1000 kHz-Rampe wieder.

Für die anderen beiden Beschleunigungsrampen erhält man ähnliche Ergebnisse. Es lässt sich auch bei dieser Methode der Leistungsanpassung feststellen, dass je höher die finale Tiefe des Potentials, desto mehr Atome können transportiert werden. Die Konsequenz ist eine höhere Endtemperatur. Vergleicht man die Transporteffizienzen und Temperaturen für den Fall, bei dem keine Leistungsrampe verwendet wurde und den Fall, bei dem eine Leistungsrampe mit $n = 1$ und $\gamma = 1$ verwendet wurde für den vorigen und den jetzigen Abschnitt, fällt deren Abweichung voneinander auf. Das liegt daran, dass die Messungen für die Leistungsanpassung mit einer variablen finalen Tiefe und für die verzögerte Leistungsanpassung an verschiedenen Tagen durchgeführt wurden. Führt man die Messungen für Endtemperatur und finaler Teilchenzahl für verschiedene Beschleunigungs- und Leistungsrampen an verschiedenen Tagen durch, so lassen sich im vorliegenden Experiment Schwankungen der absoluten Werte der Transporteffizienzen von bis zu 15%

4 Experimentelle Ergebnisse außerhalb der Faser

erkennen. Für die Temperatur liegen Schwankungen von ungefähr 17% vor. Dies kann einerseits durch den sich ändernden Überlapp der MOT mit der Dipolfalle oder aber der tagesabhängigen Kopplung der Strahlen durch die Hohlkernfaser begründet werden. Dennoch konnte bestätigt werden, dass der qualitative Verlauf der Messpunkte immer gleich ist.

Man kann in Abb. 4.15(b) erkennen, dass die Transporteffizienz für $\gamma = 0,3$ am größten ist. Bei kleinen γ ähnelt der Potentialverlauf jenem, bei welchem keine Leistungsverringerng vorgenommen wurde. Es werden allerdings geringfügig geringere Potentialtiefen erreicht. Es konnte festgestellt werden, dass für kleine Werte von γ eine höhere Transporteffizienz vorliegt als für den Fall, bei dem keine Leistungsrampe verwendet wurde, obwohl eine geringere finale Tiefe vorliegt. Dies könnte daran liegen, dass der Potentialverlauf, wie in Abb. 4.15(a) erkennbar, flacher verläuft. Dies hat die Auswirkung, dass mehr Atome zum Endpunkt transportiert werden können.

Auch bei dieser Methodik wurde das vorliegende Experiment für die verschiedenen verzögerten Leistungsanpassungen simuliert. Die Messergebnisse stimmen qualitativ mit denen der Simulation überein. Die Relationen zwischen Messdaten und Simulationsergebnissen sind in Abb. 4.16(a) für die Transporteffizienz gezeigt. Betrachtet man letztere Ergebnisse, so lässt sich für alle Leistungsrampen, bis auf diejenige mit $\gamma = 1$, analog zum letzten Abschnitt, ein konstanter Korrekturfaktor erkennen, dessen Schwankung bei dieser Methode für alle Frequenzkurven ungefähr 15% beträgt. Eine erhöhte Fluktuation der Leistung der Dipolfallenstrahlen an diesem Messtag und die daraus folgende Schwankung der Potentialtiefen kann die Abweichung der einzelnen berechneten Faktoren für jede Frequenzrampe erklären. Da die Korrekturfaktoren für $\gamma = 1$ in diesem Abschnitt nicht zu den anderen passen, sind die Werte für diesen Messtag für diese Leistungsrampe höchstwahrscheinlich nicht quantitativ zuverlässig. Ein Vergleich mit den Korrekturfaktoren des vorigen Abschnittes für die anderen Leistungsrampen zeigt, dass in diesem Abschnitt eine höhere Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment vorliegt. Dies lässt sich erneut durch die Anfangstemperatur der Teilchen erklären, die für den in diesem Kapitel vorgestellten Messtag nur 89 μK betrug und somit näher an der theoretisch verwendeten Anfangstemperatur von 50 μK lag als die des letzten Abschnittes. Da die Atome des Messtags dieses Kapitels kälter waren, konnten wahrscheinlich mehr von ihnen zum Endpunkt transportiert werden.

Zum Vergleich der theoretisch ermittelten Temperatur mit der experimentell gemessenen, wird die jeweilige Relation für die drei Frequenzkurven in Abb. 4.16(b) veranschaulicht. Die Ergebnisse ähneln sehr stark den Resultaten des letzten Abschnittes, bei der die Methode der Anpassung der finalen Dipolfallentiefe verwendet wurde. Der Korrekturfaktor ist allerdings für alle Rampen geringer, verglichen mit der vorigen Methode, was durch die geringere Anfangstemperatur erklärt werden kann. Der Einfluss der Lebensdauer führt aufgrund der geringeren anfänglichen Temperatur bei beiden linearen Beschleunigungsrampen zu Korrekturfaktoren niedriger als eins. Da die experimentelle Anfangstemperatur immer noch höher ist als in der Theorie, erhält man für große γ , d.h. geringe Potentialtiefen, zum Teil Korrekturfaktoren größer als eins.

4.6 Einfluss der Anpassung des Dipolfallenpotentialverlaufs

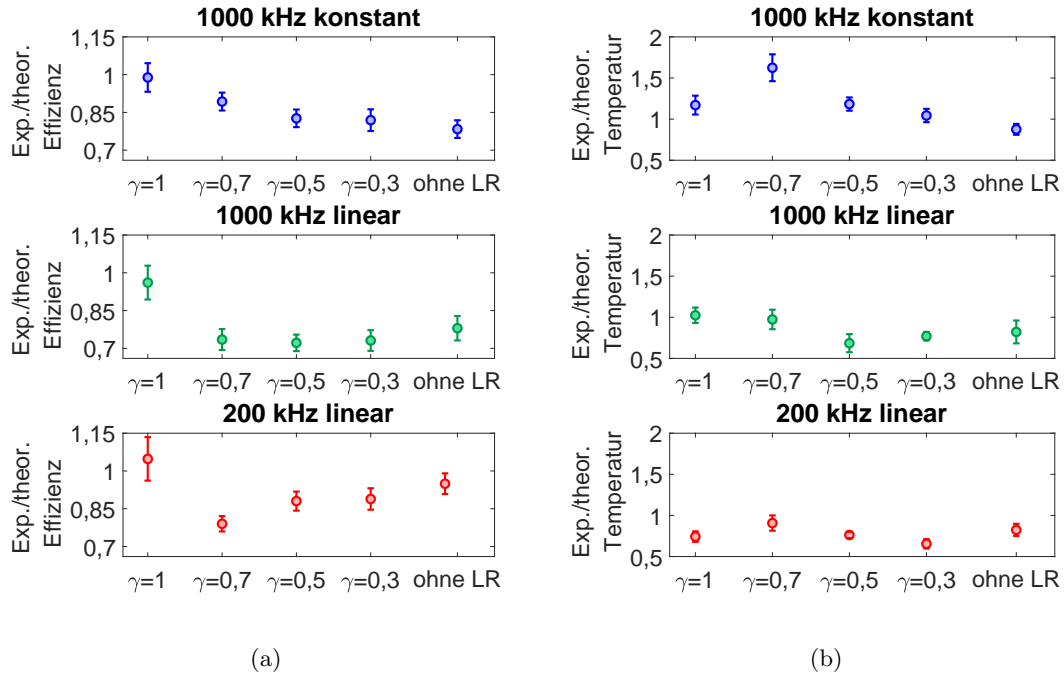


Abbildung 4.16: (a) Vergleich der experimentellen mit den simulierten Werten für die Transporteffizienz für die jeweilige angewandte Beschleunigungsrampe. (b) Vergleich der experimentellen mit den simulierten Werten für die Endtemperatur der Atomwolke.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Temperatur der Atome auch mittels dieser Methodik kontrolliert werden kann. Analog zur vorigen Methodik der Anpassung der Dipolfallenleistung durch Änderung der finalen Tiefe muss ein Kompromiss gefunden werden zwischen einer kalten Atomwolke mit vergleichsweise geringer Teilchenzahl und einer wärmeren Atomwolke mit hoher Teilchenzahl. Da die Ergebnisse für beide Methoden der Leistungsanpassung sehr ähnlich sind, ist es naheliegend, dass die finale Tiefe des Dipolpotentials einen höheren Einfluss auf die Transporteffizienz und Temperatur der Teilchen als der unterschiedliche Verlauf des Potentials hat. Um diese Aussage zu überprüfen, müssten die Transporteffizienzen und Endtemperaturen für zwei Leistungsrampen mit unterschiedlichen Einstellungen von n und γ , aber gleicher finaler Tiefe gemessen werden.

Im Anhang sind zusätzlich Messergebnisse bezüglich Transporteffizienz und Temperatur der bewegten Atomwolke für die verzögerte Leistungsanpassung zu finden, bei der eine variable finale Tiefe erreicht wird. Die Ergebnisse entsprechen den vorher diskutierten Resultaten.

Nachdem der Transport außerhalb der Faser erfolgreich bezüglich der Frequenzrampen und positionsabhängigen Falltiefe optimiert werden konnte, widmet sich das nächste Kapitel der Messmethode, mit der der Transport innerhalb der Faser optimiert werden soll.

5 Experimentelle Ergebnisse für Messungen entlang der Propagationsachse

Nachdem im vorigen Kapitel die Optimierung des Transports außerhalb der Faser diskutiert wurde, werden in diesem Kapitel erste Ergebnisse vorgestellt, die der Optimierung des Transportes innerhalb der Faser dienen. Da ein weiteres Ziel der Arbeitsgruppe die Untersuchung der Wechselwirkung der Faser mit den Atomen beinhaltet, soll der Transport auch innerhalb der Faser kontrollierbar sein. Durch die Faserwände ist die Aufnahme einer Absorptionsabbildung nicht mehr möglich. Daher wird zunächst das für dieses Kapitel verwendete Messverfahren und die zugehörige Problematik erläutert. Daraufhin werden die Ergebnisse vorgestellt, bei denen die Atome mittels der konstanten 1000 kHz-Rampe und verschiedenen Leistungsrampen in die Faser bewegt wurden.

5.1 Messverfahren

Um die Atome innerhalb der Faser zu vermessen, wird ein zirkular polarisierter Probestrahl, der resonant zum Übergang von $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$ ist, verwendet. Seine Leistung beträgt ungefähr 300 pW und liegt damit weit unter der Sättigungsleistung von 23 nW innerhalb der Faser. Wie in Abb. 5.1 dargestellt, verläuft der Probestrahl wie die Dipolfallenstrahlen entlang der Propagationsachse der Atome. Er durchläuft die Vakuumkammer und wird dabei von der Seite, an der die Atome in der MOT gefangen werden, durch die Hohlkernfaser gekoppelt. Nach Austritt aus der Vakuumkammer wird der Strahl zur Messung der Absorption durch die Atomwolke durch eine Einzelmodenfaser in einen Photoelektronenvervielfacher (englisch photomultiplier tube, kurz PMT) geleitet. Zur Messung der optischen Dichte und ihrem zeitlichen Verlauf wird ein gepulstes Verfahren verwendet. Dieses wird ebenfalls in Abb. 5.1 gezeigt. Jede Sequenz dauert 10 μ s. Innerhalb dieser Zeitspanne wird die Dipolfalle zunächst ausgeschaltet, damit während der Messung keine AC-Stark-Verschiebung der atomaren Energieniveaus vorliegt. Daraufhin wird der Probestrahl für 2 μ s auf die Atomwolke eingestrahlt und danach die Dipolfalle wieder eingeschaltet, damit die Atome wieder eingefangen werden. Dieser Vorgang wird 1000 mal wiederholt, sodass die Atome ständig aus der Dipolfalle freigelassen, dann vermessen und wieder eingefangen werden. Dieses Messverfahren wird für jede Verstimmung des Probestrahls von -30 MHz bis 40 MHz in Schritten von 1 MHz einzeln durchgeführt.

Die ermittelten Transmissionssignale sind exemplarisch in Abb. 5.2 gezeigt. Bei jedem Signal wurden über 20 aufeinanderfolgende Pulse gemittelt. Das erste Signal zeigt die gemittelte Transmission der ersten 20 Pulse an, das zweite die gemittelte Transmission der Pulse 401-420 und das letzte Signal die gemittelte Transmission der Pulse 901-920. Die Abweichung der Messpunkte wird durch die wiederholte Messung der Transmission für eine Verstimmung erhalten. Während das Signal der ersten 20 Pulse eine deutliche Absorption für Verstimmungen des Lichtes nahe der atomaren Resonanz herum aufweist, nimmt diese für die darauffolgenden Pulse erkennbar ab.

5 Experimentelle Ergebnisse für Messungen entlang der Propagationsachse

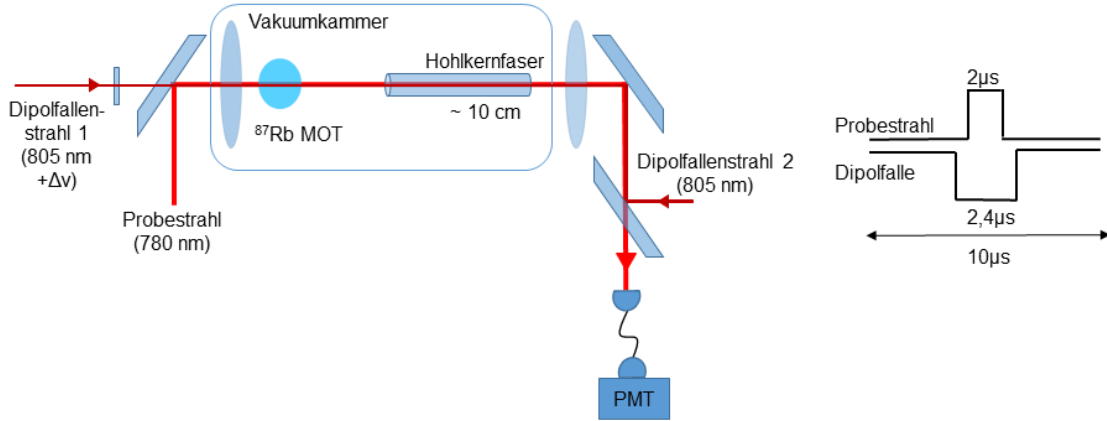


Abbildung 5.1: Aufbau des Experimentes zur Messung entlang der Propagationsachse. Ein Probestrahl durchläuft die Atomwolke, wird daraufhin durch die Hohlkernfaser gekoppelt und zur Aufnahme des Transmissionssignals in einen fasergekoppelten Photoelektronenvervielfacher (PMT) geleitet. Im gepulsten Messverfahren der Arbeitsgruppe wird die Dipolfalle zunächst ausgeschaltet, sodass die Atome daraufhin für $2\ \mu\text{s}$ durch den Probestrahl angeregt werden können. Danach wird die Dipolfalle wieder eingeschaltet, um die Atome wieder einzufangen.

Um die Absorption des Lichtes und damit die optische Dichte von der Atomwolke bestimmen zu können, werden die Messpunkte mit der folgenden Funktion angenähert [22]:

$$T = \exp \left\{ \frac{OD}{1 + 4 \left(\frac{\Delta - b}{\Gamma} \right)^2} \right\} \quad (5.1)$$

T beschreibt die Transmission, Δ die Verstimmung des Probestrahls bezüglich der atomaren Resonanz und Γ die natürliche Linienbreite des verwendeten Übergangs. In diesem Fall beträgt sie $6,06\ \text{MHz}$ [23]. Der Parameter OD beschreibt die optische Dichte. Für die in Abb. 5.2 dargestellten Signale ergeben sich optische Dichten von $58(5)$, $19(1)$ und $7,7(7)$ beginnend mit dem Signal der Pulse 1–20 und endend mit dem Signal der Pulse 901–920. Die Abnahme der Absorption lässt sich hauptsächlich durch die Vorgehensweise der Messung erklären. Sie hat einen Einfluss auf den Teilchenverlust, da nicht alle Atome nach Anregung durch den Probestrahl wieder von der Dipolfalle eingefangen werden können. Dies gilt insbesondere für Atome mit höherer Temperatur, die sich schneller ausbreiten können und somit schneller an die Faserwand stoßen. Daraus lässt sich schließen, dass ein höherer Abfall der optischen Dichte bezüglich der Pulszahl eine höhere mittlere Temperatur der Atomwolke bedeutet. Auf derartige Untersuchungen wird in Abschnitt 5.4 dieses Kapitels eingegangen. Ziel ist es zunächst, die Messergebnisse für die Transporte außerhalb der Faser mit den Ergebnissen innerhalb der Faser vergleichen zu können. Das nächste Kapitel behandelt daher die Vorgehensweise, um einen Bezug zwischen den Ergebnissen der Messmethode dieses Kapitels und der Messmethode des letzten Kapitels herstellen zu können.

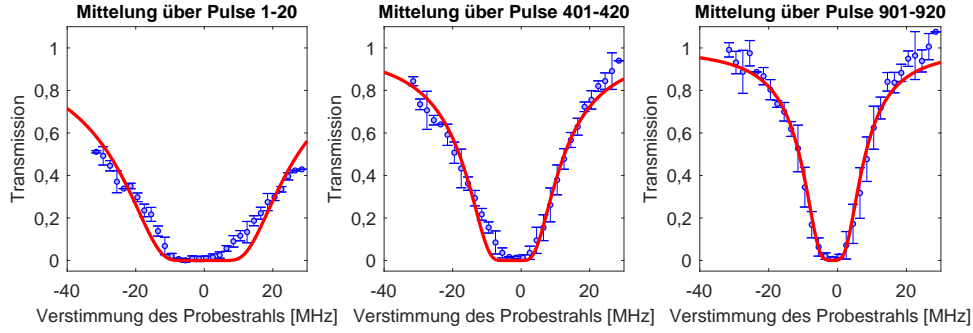


Abbildung 5.2: Transmissionssignale für das gepulste Verfahren. Das erste Signal entsteht durch Mittelung der Transmissionssignale der ersten 20 Pulse, das zweite durch Mittelung der Transmissionssignale der Pulse 401 – 420 und das dritte durch Mittelung der Transmissionssignale der Pulse 901 – 920. Die roten Kurven zeigen die gemäß Gleichung 5.1 angelegte Fitkurve. Es ist ein deutlicher Abfall der Absorption für höhere Pulszahlen zu erkennen.

5.2 Test der Messmethode

Um die Ergebnisse dieses Messverfahrens mit den Resultaten der Absorptionssbilder vergleichen zu können, wurde die im vorigen Abschnitt erläuterte Messmethode zunächst außerhalb der Faser, wo auch die Möglichkeit der Aufnahme einer Absorptionssabbildung vorliegt, durchgeführt. Die Atome wurden mittels der konstanten 1000 kHz-Rampe und verschiedenen Leistungsrampen ohne Verzögerung analog zum vorigen Kapitel an eine Position von 1,8 mm vor die Faserspitze transportiert. Nachdem die Atome an den Endpunkt bewegt wurden, wurde in einer Messung die optische Dichte mit dem Probestrahl bestimmt. In einer zweiten Messung wurde die Teilchenzahl mittels einer Absorptionssabbildung berechnet.

Mithilfe von [21] kann ein Zusammenhang zwischen der Teilchenzahl, die mit Absorptionssabbildungen berechnet wurde, und der optischen Dichte, die mithilfe der Messung entlang der Propagationsachse durchgeführt wurde, hergestellt werden:

$$OD = \frac{2\omega(z)^2}{4r^2 + \omega(z)^2} \frac{S_{23}\sigma_{\pm}}{\pi\omega(z)^2} N_{\text{At}} \quad (5.2)$$

$\omega(z)$ beschreibt den Strahlradius an der Position z der Atomwolke und r die radiale Breite der Atomwolke. Für sie wird ein Wert von $7 \mu\text{m}$ angenommen [24]. σ gibt die Übergangsstärke des zu vermessenden Übergangs $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ an, wobei der Faktor S_{23} zudem den ausgewählten Hyperfeinübergang ($F = 2$) \rightarrow ($F' = 3$) miteinbezieht. Weiterhin gibt N_{At} die Atomzahl an, die mittels einer Absorptionssabbildung gemessen wurde. Es ist zu erwähnen, dass verglichen mit [21] nicht die Strahltaile, sondern der Strahlradius an der Position z , an der sich die Atome an der Faserspitze befinden, verwendet wurde. Dies ist dadurch begründet, dass sich die Atome bei den Messungen dieses Abschnitts noch außerhalb der Faser befanden und der Probestrahl an dieser Position noch nicht fokussiert wurde. Die gemessenen optischen Dichten an der Faserspitze sind in Abb. 5.3 als blaue Punkte dargestellt. Sie wurden gegen den Faktor n der verwendeten Leistungsrampe aufgetragen.

5 Experimentelle Ergebnisse für Messungen entlang der Propagationsachse

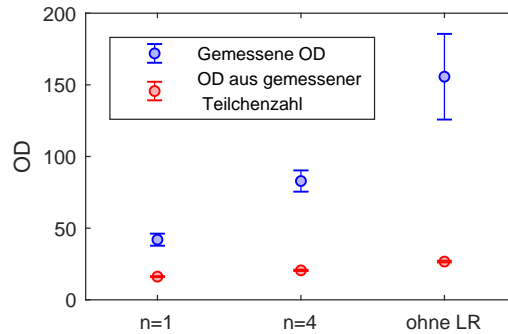


Abbildung 5.3: Vergleich der gemessenen und der aus der Atomzahl von Absorptionsbildern ermittelten optischen Dichte für verschiedene n . Die gemessene optische Dichte ist durchweg größer als die optische Dichte, die aus den Absorptionsbildern ermittelt wurde. Grund dafür ist ein Mikrolinseneffekt.

Der Fehler der optischen Dichte ist durch den Fit mittels Gleichung 5.1 bestimmt. Die aus den Absorptionsbildern ermittelten Teilchenzahlen wurden mit Gleichung 5.2 in eine optische Dichte umgerechnet. Die Ergebnisse sind ebenfalls in Abb. 5.3 als rote Punkte eingezeichnet. Der zugehörige Fehler ist durch den Fehler der ermittelten Teilchenzahl und Gaußscher Fehlerfortpflanzung von Gleichung 5.2 gegeben. Die beiden Werte der optischen Dichte für die jeweilige Leistungsrampe weichen voneinander ab, wobei die gemessene optische Dichte durchgängig größer ist als die durch die Teilchenzahl berechnete optische Dichte. Die Abweichung der Punkte nimmt für höhere finale Dipolfallentiefen zu. Während die berechnete optische Dichte für die Leistungsrampe mit $n = 1$ noch ungefähr ein Viertel der gemessenen beträgt, ergibt sich für den Fall ohne Leistungsrampe ein fast zehnfach höherer Wert. Weiterhin nimmt der Fehler der gemessenen optischen Dichten für tiefere Potentiale zu. Betrachtet man die Transmissionssignale und die angelegten Fits für die Messungen außerhalb der Faser, exemplarisch in Abb. 5.4(a) dargestellt, so ergeben sich für höhere optische Dichten, d.h. breitere Absorptionen um die Resonanz herum, höhere Abweichungen vom Signal zu angelegtem Fit. Das Signal in Abb. 5.4(a) zeigt eine Asymmetrie, Verschiebung der Resonanz und einen Ausschlag um die Verstimmung von 10 MHz [25]. Dies lässt sich durch einen Mikrolinseneffekt erklären. Bei hohen optischen Dichten wird das eintreffende Licht abhängig von der Verstimmung des Lichtes durch die Atomwolke unterschiedlich abgelenkt. Dies wird aufgrund der darauffolgenden Kopplung des Transmissionslichtes durch die Hohlkernfaser und die Einzelmodenfaser vor dem PMT auf dem Signal sichtbar. Eine baldige Publikation der AG Windpassinger beschäftigt sich detaillierter mit diesem Effekt [24].

Für den weiteren Verlauf dieser Arbeit bedeutet dies, dass die Messung hoher optischer Dichten zum gegenwärtigen Zeitpunkt zu keinem quantitativ zuverlässigen Ergebnis führt. Deshalb konzentriert sich der folgende Teil nur auf Messungen innerhalb der Faser, bei denen geringere Atomdichten vorliegen und somit der Mikrolinseneffekt nur eine untergeordnete Rolle spielt. Für die Zukunft ist es allerdings erstrebenswert, einen direkten Vergleich zwischen den beiden Messmethoden zu untersuchen.

5.3 Einfluss des Atomschweifs auf Messungen innerhalb der Faser

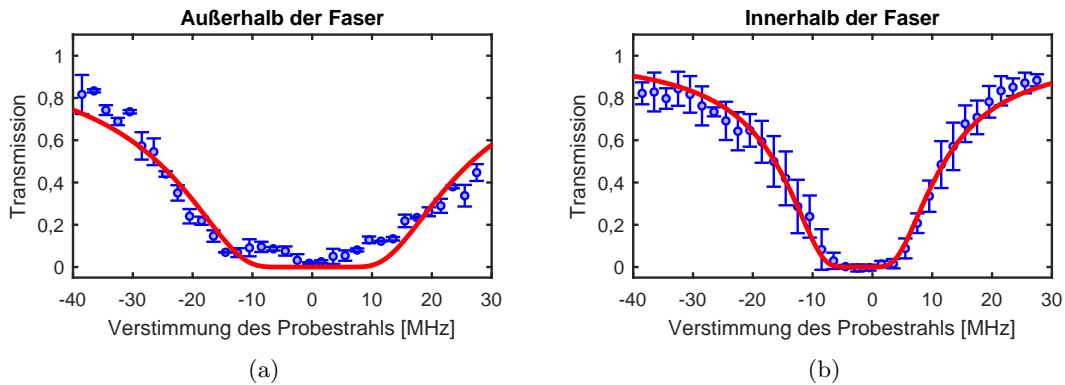


Abbildung 5.4: (a) zeigt ein Transmissionssignal außerhalb der Faser für eine sehr dichte Atomwolke. Der Verlauf des Signals ist durch einen Mikrolinseneffekt beeinflusst, sodass der angelegte Fit, erkennbar als rote Kurve, nicht gut mit den Messpunkten übereinstimmt. (b) stellt ein Transmissionssignal für eine Atomwolke innerhalb der Faser dar, wobei der Mikrolinseneffekt hier vernachlässigbar ist. Der angelegte Fit stimmt gut mit den Messdaten überein, sodass die ermittelte optische Dichte quantitativ zuverlässig erscheint.

Betrachtet man Signale innerhalb der Faser, wie exemplarisch in Abb. 5.4(b) zu sehen, so liegt eine geringere Absorption vor, die zu einer höheren Übereinstimmung des Signals mit dem angelegten Fit führt. Die erhöhte Transmission lässt sich zu einem Teil durch die endliche Lebensdauer erklären, die durch den längeren Transport der Teilchen zu einem höheren Verlust von Atomen führt und durch den weniger stark auftretenden Mikrolinseneffekt. Weiterhin führt die nicht perfekte Kopplung der Dipolfallenstrahlen in die fundamentale Mode der Hohlkernfaser dazu, dass nicht alle Atome in die Faser geladen werden können und so weniger Licht absorbiert wird.

Nachdem festgestellt werden konnte, dass nur Messungen innerhalb der Faser für die in diesem vorliegenden Kapitel verwendete Messmethode quantitativ zuverlässige Ergebnisse liefert, werden die Atome in den nächsten beiden Abschnitten innerhalb der Faser vermessen. Um ausreichend hohe optische Dichten zu erreichen, wird im Folgenden die konstante 1000 kHz-Rampe verwendet. Der auftretende Atomschweif (vgl. Kap. 4.3.1) stellt für die Messmethode entlang der Propagationsachse allerdings ein Problem dar. Der Einfluss des Atomschweifs auf Messungen innerhalb der Faser wird daher im nächsten Abschnitt genauer analysiert.

5.3 Einfluss des Atomschweifs auf Messungen innerhalb der Faser

Da im Folgenden die konstante 1000 kHz-Rampe verwendet wird, tritt auch der in Kap. 4.3.1 diskutierte Atomschweif auf. Um die Atome, die sich im Schweif befinden, bei dieser Messmethode aus den Messungen auszuschließen, wird vor der Aufnahme des Transmissionssignals ein resonanter Strahl senkrecht zur Atombewegung eingestrahlt, der die sich außerhalb der Faser befindlichen Atome anregen soll. Dies geschieht direkt nach-

5 Experimentelle Ergebnisse für Messungen entlang der Propagationsachse

dem die Atome an die Endposition transportiert wurden und bevor das gepulste Verfahren beginnt. Die außerhalb der Faser angeregten Teilchen können daraufhin nicht mehr vom Probestrahl angeregt und somit vermessen werden. Es konnte allerdings festgestellt werden, dass dieser Strahl auch Einfluss auf Teilchen hat, die nur wenige Millimeter in die Faser bewegt wurden.

Zur Untersuchung des Einflusses des Strahls zum Ausschluss des Atomschweifs auf die Atome innerhalb der Faser wurde die Atomwolke an verschiedene Positionen nahe der Faserspitze in die Faser transportiert. Dafür wurde die konstante 1000 kHz-Rampe verwendet. Der Beschleunigungs- und Abbremsvorgang betrug immer 1 ms, die maximale Verstimmung wurde allerdings einmal für 19 ms, einmal für 24 ms und einmal für 29 ms konstant gehalten. Die Atome wurden somit 2,2 mm, 4,2 mm und 6,2 mm in die Faser transportiert. Um eine geringe Absorption zu erhalten und somit die Veränderung des Signals besser erkennen zu können, wurde eine nicht verzögerte Leistungsrampe mit $n = 1$ verwendet. Das Transmissionssignal wurde dann für den Fall aufgenommen, bei dem ein Strahl den Atomschweif entfernt und für den Fall, bei dem dieser nicht eingestrahlt wird. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.5 gezeigt. Die roten bzw. blauen Messdaten zeigen die Signale, bei denen ein bzw. kein Strahl zur Entfernung des Atomschweifs verwendet wurde.

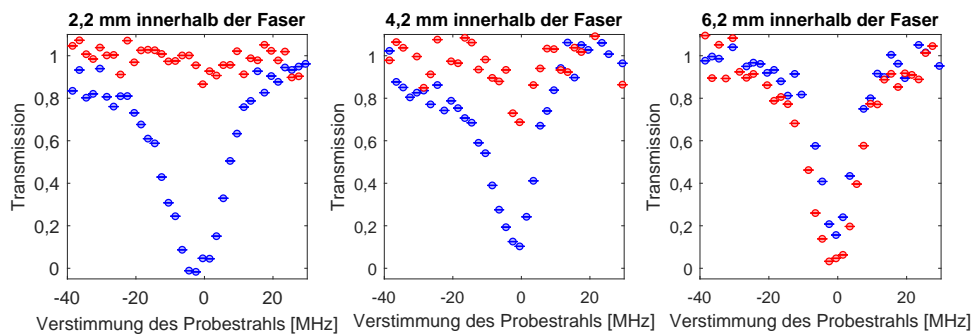


Abbildung 5.5: Transmissionssignale für eine an verschiedene Positionen in der Faser transportierte Atomwolke. Die blauen Punkte zeigen das Transmissionssignal, bei dem kein Strahl verwendet wurde, um den Atomschweif zu entfernen. Die roten Punkte bilden das Signal ab, bei dem der Strahl zur Entfernung des Atomschweifs verwendet wurde.

Es ist deutlich zu erkennen, dass bei einem Abstand der Atome zur Spitze der Faser von ungefähr 6 mm der zusätzliche Strahl keine Änderung des Transmissionssignals bewirkt. Dass die roten und blauen Messpunkte bei dieser Position der Atome übereinanderliegen, zeigt, dass der Atomschweif für eine verwendete Leistungsrampe mit $n = 1$ nur sehr klein ist. Weiterhin konnte durch Absorptionenbilder verifiziert werden, dass der Strahl die sich außerhalb der Faser befindenden Atome entfernt. Nähert man sich der Faserspitze, verringert sich die Absorption für den Fall, bei dem ein Strahl zur Entfernung des Atomschweifs genutzt wird, wie man anhand des Signals, bei dem sich die Atome 4,2 mm in der Faser befinden, sehen kann. Werden die Atome ungefähr 2 mm in die Faser bewegt, liegt fast keine Absorption mehr durch die Atomwolke vor. Dies deutet daraufhin, dass der Strahl für den Atomschweif geringfügig in die Hohlkernfaser gelangt und Atome innerhalb der Faser anregt, die daraufhin nicht mehr vom Probestrahl vermessen werden können.

Damit dieser Effekt die Messungen innerhalb der Faser nicht beeinflusst, werden die

Atome im nächsten Abschnitt mittels der konstanten 1000 kHz-Rampe bewegt, die die maximale Verstimmung für ungefähr 29 ms konstant hält und die Atome somit ungefähr 6 mm in die Faser transportiert.

Nachdem der Einfluss des Atomstrahls zur Entfernung der sich außerhalb der Faser befindenden Atome untersucht wurde, werden im nächsten Abschnitt erste Ergebnisse bezüglich der Transportoptimierung innerhalb der Faser präsentiert.

5.4 Optimierung des Transports innerhalb der Faser

Um den Transport auch innerhalb der Faser optimieren zu können, ist das Ziel, die beiden den Transport charakterisierenden Parameter Transporteffizienz und Temperatur für verschiedene Transporte in die Faser zu ermitteln. Wie schon in Gleichung 5.2 gezeigt, ist die Teilchenzahl direkt proportional zur optischen Dichte. Die Temperatur der Teilchen wird durch den Abfall der optischen Dichte durch das gepulste Verfahren bestimmt (vgl. Kap. 5.1). Im weiteren Verlauf der Arbeit soll eine Idee zur Optimierung des Transports innerhalb der Faser präsentiert werden. Detaillierte Ergebnisse, bei denen quantitative Werte für Transporteffizienz und Temperatur mittels der optischen Dichte und ihrem zeitlichen Verlauf ermittelt wurde, sind in [21] zu finden. Die quantitative Umrechnung der optischen Dichte und ihres zeitlichen Verlaufes in eine Atomzahl und Temperatur erfolgt innerhalb der Faser nicht so trivial wie außerhalb der Faser und überstieg daher den Rahmen dieser Arbeit. In dieser Arbeit werden die optische Dichte und ihr zeitlicher Verlauf für verschiedene Leistungsrampen bei Anwendung der konstanten 1000 kHz-Rampe zur Transportoptimierung untersucht.

Abb. 5.6(b) zeigt die Ergebnisse. Der zu jeder optischen Dichte zugehörige Zeitpunkt wurde durch den Zeitpunkt des ersten Pulses der zwanzig gemittelten Pulse bestimmt. Die Farben der Kurven indizieren die für die Messungen verwendeten Dipolpotentialverläufe, welche in Abbildung 5.6(a) dargestellt sind. Es ist erkennbar, dass die Teilchen eine konstant bleibende Dipolfalltiefe mit $U_{\text{end}} = n \cdot U_0$ erfahren, sobald sie bei $z = 0$ mm in die Faser eintreten. Sieht man sich die Ergebnisse an, kann man eine klare Analogie zu den Resultaten außerhalb der Faser erkennen. Je höher die finale Dipolfalltiefe, desto höher die anfängliche optische Dichte, d.h. die Teilchenzahl und damit auch die Transporteffizienz. So beträgt die anfängliche optische Dichte für den Fall, bei dem keine Veränderung der Leistung vorgenommen wird ungefähr 20 und für den Fall der Verwendung einer Leistungsrampe mit $n = 1$ nur noch ungefähr 5. Um Rückschlüsse auf die Temperatur der Teilchen ziehen zu können, wird der zeitliche Verlauf der gemessenen optischen Dichten betrachtet. Ein exponentieller Fit bestimmt die Zerfallsdauern der Kurven. Die ermittelten Werte sind in der Legende von Abb. 5.6(b) angegeben. Es fällt auf, dass eine höhere finale Dipolfalltiefe zu einer geringeren Zerfallsdauer führt. Die Erklärung hierfür liegt wieder hauptsächlich in der Vorgehensweise der Messung, wie bereits in Kapitel 5.1 erläutert. Die heißeren Atome können zwar in tieferen Potentialen gefangen werden, breiten sich allerdings auch schneller aus und stoßen schneller an die Faserwand. Somit lässt sich die gleiche Aussage wie im vorigen Kapitel treffen: Je höher die finale Dipolfalltiefe, desto höher ist die mittlere Temperatur der Atomwolke.

Außerhalb der Faser wurde vermutet, dass der Potentialverlauf keinen großen Einfluss hat (vgl. Kap. 4.6.2). Wie in Abb. 5.7 zu erkennen, weichen die Verläufe der Potentialtiefen für verzögerte Leistungsanpassungen innerhalb der Faser allerdings sehr von den Verläufen

5 Experimentelle Ergebnisse für Messungen entlang der Propagationsachse

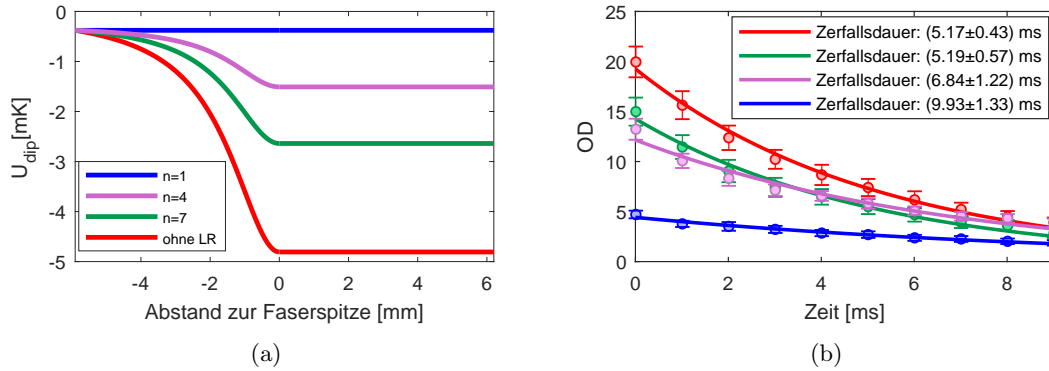


Abbildung 5.6: (a) zeigt die für die Messungen verwendeten Potentialverläufe in axialer Richtung, erzielt durch angepasste Leistungsverringerung der Strahlen. (b) gibt die Messergebnisse bei Anwendung der konstanten 1000 kHz-Rampe wieder. In der Legende sind die Zerfallsdauern der exponentiellen Fits der einzelnen Zerfallskurven zu finden.

der Potentialtiefen ab, bei denen Leistungsanpassungen ohne Verzögerung vorgenommen wurden. Aufgrund der parabolischen Form der Potentialverläufe ist zu erwarten, dass bei diesen Leistungsrampen neben der final erreichten Falltiefe auch der Verlauf des Potentials einen Einfluss auf die Transporteffizienz und Temperatur der bewegten Atomwolke hat. Um diese Aussage zu überprüfen, wäre der nächste Optimierungsschritt daher die Vermessung der verzögerten Leistungsrampen innerhalb der Faser, was allerdings den Rahmen dieser Masterarbeit überstieg.

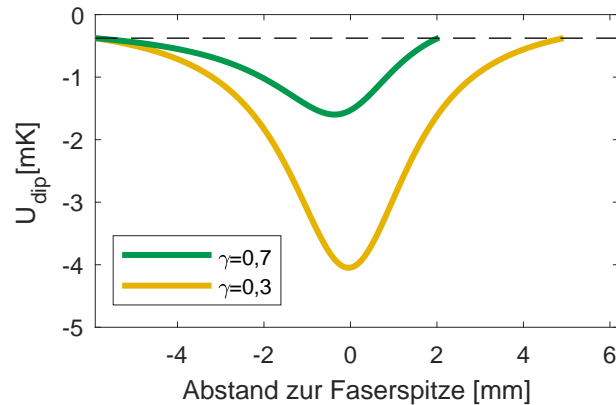


Abbildung 5.7: Verlauf der Potentialtiefe gegen den Abstand zur Faserspitze bei Anwendung verzögerter Leistungsrampen. Aufgrund der Verzögerung wird die finale Tiefe, dargestellt als gestrichelte Linie erst innerhalb der Faser erreicht.

Zusammenfassend steht fest, dass die ersten Messungen innerhalb der Faser für Rampen, bei denen eine variable finale Tiefe einstellbar ist, qualitativ die gleichen Ergebnisse liefern wie die Messungen außerhalb der Faser. Das bedeutet, dass man die Wahl zwi-

5.4 Optimierung des Transports innerhalb der Faser

schen einer Atomwolke mit mehr Teilchen und einer höheren mittleren Temperatur und einer kälteren Atomwolke mit einer geringeren Anzahl an Teilchen hat. Man muss demzufolge auch bei Messungen innerhalb der Faser einen Kompromiss zwischen einer hohen Transporteffizienz und einer geringen Temperatur finden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Die Zielstellung dieser Arbeit war es, einen kontrollierten Transport der Atome in die Hohlkernfaser zu ermöglichen. Das primäre Ziel bestand dabei in der Charakterisierung und Optimierung der Frequenzrampen und der positionsabhängigen Falltiefe.

Die Optimierung des Transportes fand zunächst als vorbereitende Maßnahme außerhalb der Faser statt. Zur Optimierung der beiden Transportparameter wurde zu Beginn überprüft, ob die Kontrolle über die Position der Atomwolke durch Anwendung eines optischen Förderbandes möglich ist. Dabei konnte festgestellt werden, dass der Transport für alle getesteten Beschleunigungsrampen kontrolliert bezüglich des Ortes, Geschwindigkeit und Beschleunigung erfolgt.

Für die Optimierung der Frequenzrampen wurden daraufhin die Einflüsse der Rampendauer, Maximalbeschleunigung und Verlauf der Beschleunigungsrampe näher untersucht. Hierbei zeigte sich, dass durch Anwendung hoher Verstimmungen nicht alle Atome transportiert werden können und diese einen Atomschweif hinter der Atomwolke bilden. Dieser konnte im weiteren Verlauf durch das Auswerteprogramm aus den Messergebnissen für Teilchenzahl und Temperatur ausgeschlossen werden. Weiterhin konnte festgestellt werden, dass die Transporteffizienz aufgrund der Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle limitiert ist. Es stellte sich daher bei der Optimierung der Frequenzrampen heraus, dass Beschleunigungsrampen mit hohen Verstimmungen und kürzeren Rampendauern höhere Transporteffizienzen liefern, während der Verlauf der Frequenzkurve keinen Einfluss hat.

Die positionsabhängige Falltiefe sollte mit dem Ziel der Verringerung der Temperatur der transportierten Atomwolke optimiert werden. Durch Verwendung verschiedener finaler Falltiefen an der Faserspitze konnte die Endtemperatur der Atome in einem weiten Bereich kontrolliert werden. Mittels niedriger Falltiefen konnten sogar Endtemperaturen erreicht werden, die unter der Anfangstemperatur der Atomwolke liegen. Hierbei wurde einerseits die Methode untersucht, bei der die finale Falltiefe angepasst werden kann, andererseits die Methode, bei der die Leistung verzögert angepasst wird. Die Messungen für beide Methoden haben ergeben, dass eine geringere finale Temperatur zu einer geringeren Transporteffizienz führt. Das heißt, dass ein Kompromiss zwischen einer Atomwolke mit vielen Teilchen und einer höheren Temperatur und einer Atomwolke mit weniger Teilchen und einer niedrigeren Temperatur gefunden werden muss.

Eine klassische Transportsimulation, die im Rahmen einer Kollaboration mit der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Speck für das vorliegende Experiment durchgeführt werden konnte, lieferte Vergleichswerte für die experimentellen Messergebnisse für Temperatur und Transporteffizienz. Es konnte eine gute qualitative Übereinstimmung festgestellt werden.

Nachdem verifiziert werden konnte, dass der Transport außerhalb der Faser qualitativ der Theorie entsprechend verläuft, bestand das Ziel darin die Atome auch innerhalb der Hohlkernfaser für unterschiedliche Potentialverläufe zu untersuchen. Da die außerhalb der Faser angewandte Messmethode innerhalb der Faser nicht genutzt werden kann, wurde zunächst eine Kalibrierung der beiden Messmethoden für einen besseren Vergleich der

6 Zusammenfassung und Ausblick

Messergebnisse durchgeführt. Es zeigte sich hierbei, dass bei hohen optischen Dichten der Atomwolke ein Mikrolinseneffekt auftritt, der dazu führt, dass die Ergebnisse beider Messmethoden nicht übereinstimmen. Dies führt dazu, dass die Werte für hohe optische Dichten nicht quantitativ zuverlässig sind. Genauere Untersuchungen bezüglich des Mikrolinseneffekts werden in [24] näher erläutert.

Um den durch Anwendung der schnellen konstanten 1000 kHz-Rampe entstehenden Atomschweif aus den Messergebnissen innerhalb der Hohlkernfaser auszuschließen, wurde ein resonanter Strahl senkrecht zur Atombewegung außerhalb der Faser eingestrahlt. Es konnte festgestellt werden, dass dieser auch Einfluss auf die Atome hat, die nur bis zu ungefähr 4 mm in die Faser transportiert wurden. Die Atome wurden daher ausreichend weit in die Faser bewegt, um trotzdem erste Messergebnisse innerhalb der Faser zu erhalten. Aufgrund niedriger optischer Dichten an dieser Position kann zudem der Mikrolinseneffekt vernachlässigt werden.

Daraufhin fand eine erste Optimierung des Transportes bezüglich der positionsabhängigen Falltiefe und der Methode, bei der die finale Tiefe angepasst wurde, statt. Die Resultate in der Hohlkernfaser stimmen mit denen außerhalb der Hohlkernfaser überein, d.h., dass eine höhere finale Falltiefe eine höhere Atomzahl eine höhere Temperatur der transportierten Atomwolke bedeutet.

Für die Weiterführung des Experimentes bietet es sich an, die Optimierung der Frequenzrampen und der positionsabhängigen Falltiefe auch innerhalb der Faser detaillierter durchzuführen. Hierbei sollten insbesondere Leistungsrampen mit Verzögerung untersucht werden, da sich deren Verläufe innerhalb der Faser stark von denen unterscheiden, bei denen die finale Falltiefe angepasst wird. Weiterhin konnte innerhalb dieser Arbeit festgestellt werden, dass obwohl der qualitative Verlauf der Messpunkte für Temperatur und Transporteffizienz für verschiedene Leistungsrampen immer der gleiche ist, die quantitativen Messwerte tagesabhängig sind. Dieses Problem hängt u.a. von dem tagesabhängigen Überlapp der MOT und der Dipolfalle und der Kopplung der Dipolfallenstrahlen durch die Hohlkernfaser ab. Weiterhin führen Schwankungen der Leistung und der Phase des Dipolfallenlasers zu abweichenden Ergebnissen, wie schon in [13] beobachtet werden konnte. Eine Leistungs- bzw. Phasenstabilisierung könnte daher zu einem stabileren Experiment führen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass das Ziel der Optimierung der Frequenzrampen und der positionsabhängigen Falltiefe im Rahmen dieser Arbeit erreicht werden konnte. Durch die Anwendung des optischen Förderbandes ist eine Kontrolle über die Position der Teilchen gegeben. Die Kontrolle der Temperatur und Teilchenzahl ist durch die variabel anwendbaren Frequenz- und Leistungsrampen möglich. Die Ergebnisse dieser Masterarbeit bilden einen zentralen Bestandteil des demnächst veröffentlichten Papers „Highly controlled optical transport of cold atoms into a hollow-core fiber“ [21].

A Anhang

A.1 Optimierung des Transports durch Änderung der finalen Dipolfalltiefe und Verzögerung der Leistungsanpassung

In den Abschnitten 4.6.1 und 4.6.2 werden Messungen präsentiert, bei denen die Methoden der Leistungsanpassung mit variabler finaler Tiefe und der verzögerten Leistungsanpassung unabhängig voneinander verwendet wurden. Es ist allerdings auch möglich die beiden Methoden miteinander zu kombinieren. In diesem Abschnitt werden verzögerte Leistungsrampen untersucht, mit denen variable finale Dipolfalltiefen von $U_{\text{end}} = n \cdot U_0$ nach der Zeit von $t' = t_{\text{end}}/\gamma$ erreicht werden können. Der Leistungsabfall wurde hierbei so variiert, dass die in Abb. A.1(a) dargestellten Potentialtiefenverläufe umgesetzt werden konnten. Zur besseren Einordnung mit den vorigen Messergebnissen wurde auch an diesem Messtag der Atomtransport mit, wobei $n = 1$ und $\gamma = 1$ und ohne Leistungsverringerung vermessen. Weiterhin wurden vier verschiedene Leistungsrampen untersucht, wobei zwei verschiedene finale Falltiefen durch $n = 2$ und $n = 4$ eingestellt wurden, die jeweils durch γ -Faktoren von 0,9 und 0,5 verzögert erreicht wurden. Wählt man $\gamma = 0,9$, so findet nur eine geringe Verzögerung statt und die eingestellte finale Falltiefe wird näherungsweise erreicht, während die Verzögerung für $\gamma = 0,5$ sehr viel höher ist. Die Atome wurden mittels der schnellen konstanten 1000 kHz-Rampe an die Faserspitze transportiert und dort die Anzahl der Teilchen und ihre Temperatur gemessen. Mittels aufgenommener Teilchenzahlen direkt nach Umladen in die Dipolfalle an der Anfangsposition konnte die Transporteffizienz berechnet werden. Diese wurde gegen die jeweilige Temperatur der Teilchen für jede Leistungsrampe aus Abb. A.1(a) in Abb. A.1(b) aufgetragen. Die gestrichelte Linie in Abb. A.1(a) gibt auch hier wieder die Endposition der Atome an. Wie in den Abschnitten 4.6.1 und 4.6.2 lässt sich der typische Verlauf mit hohen Teilchenzahlen und Temperaturen für hohe finale Falltiefen und geringeren Teilchenzahlen und Temperaturen für niedrige Falltiefen erkennen. Die Temperatur und Teilchenzahl nimmt, wie schon vorher festgestellt, für niedrigere Falltiefen ab. Weiterhin lässt sich der Abstand der Leistungsrampen auf die Ergebnisse übertragen, sodass für die beiden Leistungsrampen mit $n = 2$ mit $\gamma = 0,5$ und $n = 4$ mit $\gamma = 0,5$ sehr ähnliche Temperaturen und Transporteffizienzen vermessen wurden. Das bedeutet, dass die Einstellung für γ einen höheren Einfluss als die Einstellung von n auf die Tiefe des Potentials hat.

Die Kontrolle der Temperatur der Teilchen gelingt also auch für die Kombination beider Methoden. Hierbei wurde insbesondere festgestellt, dass die Verzögerung einen höheren Einfluss auf den letztendlichen Potentialverlauf als die Einstellung des Faktors n für die final erreichte Tiefe hat.

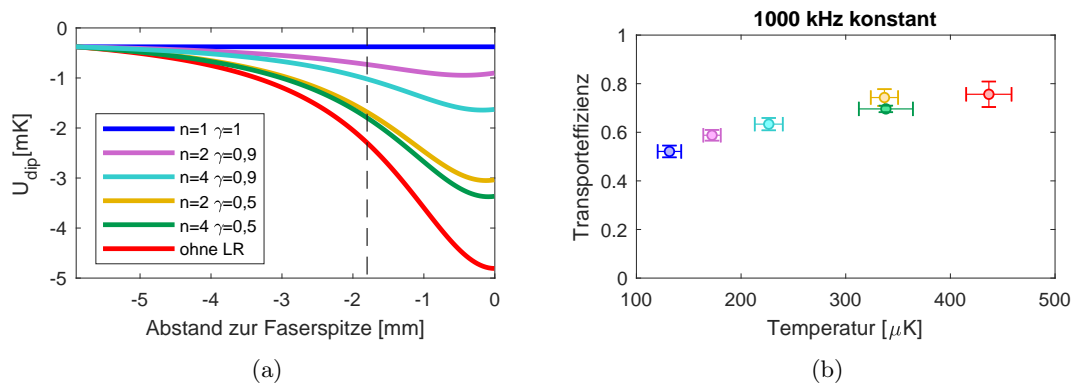


Abbildung A.1: (a) zeigt die für die Messungen verwendeten Potentialverläufe in axialer Richtung, erzielt durch angepasste Leistungsverringerung der Strahlen. Die gestrichelte Linie gibt die Endposition der transportierten Atome an. (b) gibt die Messergebnisse bei Anwendung der konstanten 1000 kHz-Rampe wieder.

Literaturverzeichnis

- [1] Georgescu, I.M., Ashhab, S. und Nori, F., „Quantum simulation“. *Reviews of Modern Physics* **86**, 153-185, 2014.
- [2] Gross, C. und Bloch, I., „Quantum simulations with ultracold atoms in optical lattices“. *Science* **357**, 995-1001, 2017.
- [3] Hartmann, M.J., „Quantum simulation with interacting photons“. *Journal of Optics* **18**, 104005, 2016.
- [4] Firstenberg, O., Peyronel, T., Liang, Q., Gorshkov, A., Lukin, M.D. und Vuletic, V. „Attractive photons in a quantum nonlinear medium“. *Nature* **502**, 71-75, 2013.
- [5] Blatt, F., Halfmann, T. und Peters, T. „One-dimensional ultracold medium of extreme optical depth“. *Optics Letters* **39**, 446, 2014.
- [6] Bajcsy, M., Hofferberth, S., Peyronel, T., Balic, V., Liang, Q., Zibrov, A. S., Vuletic, V. und Lukin, M. D. „Laser-cooled atoms inside a hollow-core photonic-crystal fiber“. *Phys. Rev. A* **83**, 063830, 2011.
- [7] Händel, S., Marchant, A.L., Wiles, T.P., Hopkins, S.A. und Cornish, S.L. „Magnetic transport apparatus for the production of ultracold atomic gases in the vicinity of a dielectric surface“. *Review of Scientific Instruments* **83**, 013105-013105-10, 2012.
- [8] Vorrath, S., Möller, S.A, Windpassinger, P., Bongs, K. und Sengstock, K. „Efficient guiding of cold atoms through a photonic band gap fiber“. *New Journal of Physics* **12**, 123015, 2010.
- [9] Hilton, A.P., Perrella, C., Benabid, F., Sparkes, B.M., Luiten, A.N. und Light, P.S. „Exploring the limits of ultra-strong light-atom interaction in waveguide-trapped cold-atoms“. *ArXiv: 1802.05396*.
- [10] Schrader, D. „Ein Förderband für einzelne Atome“. Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn 2000.
- [11] Okaba, S., Takano, T., Benabid, F., Bradley, T., Vincetti, L., Maizelis, Z., Yampol'Skii, V., Nori, F. und Katori, H. „Lamb-Dicke spectroscopy of atoms in a hollow-core photonic crystal fibre“. *Nature Communications* **5**, 4096, 2014.
- [12] Schneeweiss, P., Dawkins, S.T., Mitsch, R., Reitz, D., Vetsch, E. und Rauschenbeutel, A. „A nanofiber-based optical conveyor belt for cold atoms“. *Applied Physics B: Lasers and Optics* **110**, 279-283, 2013.

Literaturverzeichnis

- [13] Schmid, S, Thalhammer, G., Winkler, K., Lang, F. und Hecker Denschlag, J. „Long distance transport of ultracold atoms using a 1D optical lattice“. *New Journal of Physics* **8**, 159, 2006.
- [14] Langbecker, M., Noaman, M., Kjärgaard, N., Benabid, F. und Windpassinger, P. „Rydberg excitation of cold atoms inside a hollow-core fiber“. *Phys. Rev. A* **96**, 041402, 2017.
- [15] Stuhlmann, F. „Programmierung und Implementierung einer flexiblen AOM Ansteuerung“. Bachelorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mainz 2016.
- [16] Grimm, R., Weidemüller, M. und Ovchinnikov, Y.B. „Optical Dipole Traps for Neutral Atoms“. *Phys. Rev. A* **42**, 95-170, 2000.
- [17] Meschede, M. „Optik, Licht und Laser“. Vieweg+Teubner, 3.Auflage, Wiesbaden 2008.
- [18] Demtröder, W. „Laserspektroskopie 1-Grundlagen“. Springer-Verlag, 6.Auflage, Heidelberg 2011.
- [19] Vorrath, S. „Entwicklung eines neuartigen, laserbasierten, photonischen Wellenleiters für ultrakalte Atome“. Dissertation, Universität Hamburg, Hamburg 2008.
- [20] Arpornthip, T., Sackett, C. A. und Hughes, K. J. „Vacuum-pressure measurement using a magneto-optical trap“. *Phys. Rev. A* **85**, 033420, 2012.
- [21] Langbecker, M., Wirtz, R., Knoch, F., Noaman, M., Speck, T. und Windpassinger, P. „Highly controlled optical transport of cold atoms into a hollow-core fiber“. In Vorbereitung.
- [22] Duncker, H. „Ultrastable laser technologies and atom-light-interactions in hollow fibers“. Dissertation, Universität Hamburg, Hamburg 2013.
- [23] Steck, D.A. „Rubidium 87 D Line Data“. <http://steck.us/alkalidata>, Stand 05/2018.
- [24] Noaman, M. et al. „Micro lensing induced lineshapes in a single mode cold atom hollow-core fiber interface“. In Vorbereitung.
- [25] Roof, S., Kemp, K., Havey, M., Sokolov, I. M. und Kupriyanov, D. V. „Microscopic lensing by a dense, cold atomic sample“. *Opt. Lett.* **40**, 1137-1140, 2015.

B Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all den Menschen bedanken, die durch ihre Unterstützung das Gelingen dieser Arbeit erst möglich gemacht haben.

Zuerst danke ich Prof. Dr. Patrick Windpassinger dafür, dass ich diese Arbeit in seinem Arbeitskreis verfassen durfte und er mir stets bei fachlichen Fragen unterstützend zur Seite stand. Ich danke ihm insbesondere dafür, dass er es mir ermöglicht hat an einer Summer School in Barcelona teilnehmen zu können. Mein Dank gilt Prof. Dr. Dmitry Budker für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens.

Weiterhin danke ich der gesamten Arbeitsgruppe QOQI für das angenehme Arbeitsklima und die Unterstützung in fachlichen Belangen. Insbesondere danke ich Maria Langbecker und Mohammad Noaman, die mir sehr viel beibringen konnten und stets ein offenes Ohr für Fragen hatten.

Ein besonderer Dank gilt Maria Langbecker, André Wenzlawski, Alena Figge, Moritz Breitbach und Robert Handrack für die Mühe, die sie in das Korrigieren der Erstfassung dieser Arbeit investiert haben.

Zum Schluss möchte ich meinen Freunden und meiner Familie für den Rückhalt danken, den sie mir nicht nur im Studium, sondern in allen Belangen des Lebens geben. Ich danke Loni für die vielen gemütlichen Abende, die wir Sturmi schauend verbracht haben. Ein Großteil meines Dankes geht insbesondere an meinen Freund Stefan und meine Freundinnen Alena und Anna für ihren unermüdlichen Beistand.