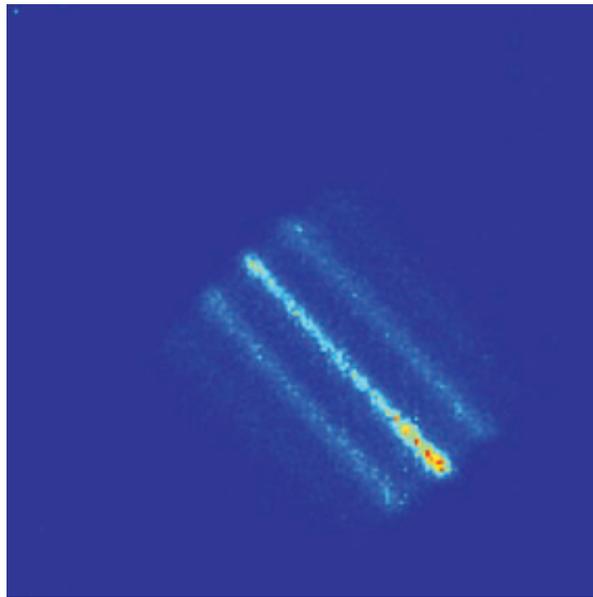


Propagation von Materiewellen in imaginären Potentialen

Diplomarbeit

Martin Göbel



Konstanz, Mai 2004

Universität Konstanz, Fachbereich Physik
Arbeitsgruppe Prof. Dr. M. K. Oberthaler

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Materiewellen in optischen Potentialen	5
2.1	Atom im Lichtfeld	5
2.1.1	Zweiniveausystem mit harmonischer Kopplung	5
2.1.2	Offenes Zweiniveausystem	8
2.2	Propagation in imaginären Potentialen	9
2.2.1	Raman-Nath-Regime	9
2.2.2	Übergang zu optischen Potentialen	10
2.2.3	Dispersive Verbreiterung	11
2.2.4	Stationäre Lösung in imaginären Potentialen	11
2.2.5	Diskussion anderer Potentialformen	14
2.2.6	Bragg-Regime	16
2.3	Beugung an Stehwellen	16
2.3.1	Kohärenz des Atomstrahls	17
2.4	Spontane Emission	19
2.4.1	Simulation	19
2.5	Interferometrie	21
2.5.1	Motivation	21
2.5.2	Zweistrahlinterferometer	21
3	Experimenteller Aufbau	23
3.1	Vakuumanlage	23
3.2	Metastabiles Argon	24
3.3	Argonquelle	26
3.4	Lasersystem	27
3.4.1	Stabilisierung und Verstimmung	27
3.5	Detektion und Datenverarbeitung	29
4	Präparation des Argonstrahls	31
4.1	Kollimation	31
4.2	Zeeman-Slower	33
4.3	Funnel	35
4.4	Spalte und Stern-Gerlach-Feld	36
4.5	Zusammenfassung und Charakterisierung	38

5 Stehwellenkonfiguration	41
5.1 Aufbau im Vakuum	41
5.1.1 Variable Stehwelle	42
5.1.2 Interferometer	42
6 Experimentelle Ergebnisse	47
6.1 Nicht-zerfließendes Wellenpaket in imaginären Potentialen	47
6.1.1 Experimentelle Realisierung und Prinzip der Auswertung	47
6.1.2 Zeitentwicklung	48
6.1.3 Skalenverhalten	50
6.1.4 Messung der Phase	52
6.2 Propagation von Materiewellen in verstimten optischen Potentialen	54
6.3 Propagation bei schrägem Einfall auf die Stehwelle	56
7 Zusammenfassung und Ausblick	59
Literaturverzeichnis	62

1 Einleitung

Die Idee, dass Atomen auch Wellencharakter zuzuschreiben sei, stammt aus der ersten Hälfte des letzten Jahrhunderts. 1924 postulierte Louis de Broglie in Analogie zur Theorie der Lichtquanten, dass Materie Wellennatur habe [1], und kurz darauf wurde die Zeitentwicklung solcher Materiewellen von E. Schrödinger in einer nichtrelativistischen Wellengleichung erfasst [2]. Damit muss für diese Materiewellen wie in der Optik das Superpositionsprinzip gelten und Effekte wie Interferenz, Dispersion und Beugung müssen beobachtbar sein. In den letzten 20 Jahren hat sich das Gebiet der Atomoptik zu einem der dynamischsten Gebiete der Physik entwickelt und neue Perspektiven bieten sich in der kontrollierten Herstellung und Manipulation von Quantenzuständen.

Der erste experimentelle Nachweis der Wellennatur von Materie gelang 1927 durch die Beugung von Elektronen an einem Nickelkristall [3]. Auch für neutrale Atome wurde der Wellencharakter 1991 mit der Durchführung erster Interferenzexperimente [4, 5] klar bestätigt. Heute können solche Interferenzexperimente sogar mit großen Molekülen ($m > 1000$ amu) durchgeführt werden [6] und Verfahren wie die Elektronen- oder Neutronenbeugung sind Standardwerkzeuge der Strukturanalyse in der Festkörperphysik.

In der Atomoptik möchte man die Rollen, die Licht und Materie in der klassischen Optik spielen, umkehren. Dazu nutzt man die Tatsache aus, dass man durch Licht Kräfte auf Atome ausüben kann. Im Labor wurde dies erstmals 1933 durch die Ablenkung eines Natriumstrahls mittels resonantem Lichts gezeigt [7]. Die Idee, dass Licht Impuls auf Atome übertragen kann, ist aber wesentlich älter und geht bis auf Johannes Kepler zurück, der damit die Richtung der Kometenschweife erklärte. In der Atomoptik ist man in der Lage ganz analog zu den Elementen der klassischen Lichtoptik auch für Materiewellen Linsen [8], Spiegel [9] oder Strahlteiler [10] aus Licht zu realisieren. Ein Überblick über die einzelnen Elemente findet sich in [11].

Dennoch war es erst Anfang der 80er Jahre experimentell möglich, Ideen zur Abbremsung und Kühlung von gasförmigen Atomen durch Licht zu realisieren. Zu diesem Zeitpunkt waren mit Lasern entsprechend schmalbandige und intensive Lichtquellen vorhanden, die die Entwicklung und Anwendung der so genannten Laserkühlmethoden möglich machten. Für einen Überblick sei auf das Buch vom Metcalf [12] verwiesen. Diese Kühlmethoden sind heute Standardmethoden der Atomoptik und machten den Weg frei, um in atomaren Gasen nach der Anwendung der Verdampfungskühlung hohe Phasenraumdichten bis hin zur erstmaligen Bose-Einstein-Kondensation [13, 14] zu realisieren.

Mit diesen Techniken ist man auch in der Lage intensive und kalte Atomstrahlen zu präparieren. Atomstrahlen erlauben die Untersuchung von Quantenphänomenen in einem wechselwirkungsfreien und damit linearen Regime und machen eine systematische Untersuchung der Wechselwirkung von Materiewellen mit periodischen Strukturen aus Licht zugänglich. In verschiedenen Experimenten wurde die Beugung von Atomstrahlen an reellen Potentialen untersucht [15–17], die sich durch weit verstimmtten Stehwellen realisieren lassen.

Darüberhinaus ist es möglich, imaginäre bzw. komplexe Potentiale aus Licht zu realisieren, indem man die interne Struktur der Atome ausnutzt. Die Frequenz einer Stehwelle wird

so gewählt, dass sie mit einem Übergang resonant ist, bei dem die spontane Emission des angeregten Niveaus vorrangig in ein Niveau führt, das nicht nachgewiesen werden kann [18]. Atome des Ausgangszustandes werden durch diesen optischen Pumpprozess aus Sicht des Detektors absorbiert. Ein solcher dissipativer Prozess kann in der Schrödingergleichung formal durch ein imaginäres Potential erfasst werden.

Der Effekt der Bragg-Beugung an absorptiven optischen Potentialen wurde im Rahmen einer früheren Arbeit [19] untersucht. Dabei trifft die Materiewelle unter dem Bragg-Winkel auf die Stehwelle. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich dagegen vornehmlich auf den senkrechten Einfall der Materiewelle auf die optische Stehwelle. Theoretische Untersuchungen sagen in einer solchen Situation asymptotisch die Bildung eines nicht-zerfließenden Wellenpaketes voraus [20]. Dies ist etwas überraschend, da in imaginären Potentialen keine Kraftwirkung vorliegt, die das dispersive Auseinanderlaufen der Wellenpakete verhindert.

In einer linearen Wellengleichung, wie der Schrödingergleichung, tritt prinzipiell immer Dispersion auf und im Gegensatz zu Licht laufen Wellenpakete aus Materiewellen auch im Vakuum auseinander. Es gibt aber verschiedene Methoden, mit denen man diesen Effekt unterdrücken kann:

- In Systemen, die über äquidistante Energieniveaus verfügen, kann man ein in der Zeit periodisch wiederkehrendes Wellenpaket herstellen. Schon Schrödinger konnte zeigen, dass sich so aus den Eigenzuständen eines harmonischen Oszillators nicht-zerlaufende Wellenpakete aufbauen lassen, in deren Zeitentwicklung periodisch Zeitpunkte auftreten, an denen die ursprüngliche Form wieder hergestellt wird. Experimentell gelingt es solche Wellenpakete in der Anregung von Rydberg-Atomen zu erzeugen [21, 22].
- Alle diese Wellenpakete laufen aber für längere Zeiten auseinander, da die jeweils verwendeten Potentiale kleine Anharmonizitäten haben. Man kann dieses Problem umgehen, indem man eine periodische Störung an das System anlegt. In einem klassischen Bild kann ein Schwarm von Teilchen, die alle mit leicht unterschiedlichen Frequenzen um einen Kern umlaufen, durch eine periodische Kraftwirkung so synchronisiert werden, dass alle die gleiche Umlauffrequenz haben. Quantenmechanisch drückt sich dies in einem *phase locking* der Eigenzustände aus. Für eine Einführung in dieses Phänomen sei auf den Übersichtsartikel [23] verwiesen und es gibt inzwischen eine Vielzahl theoretischer Vorschläge, wie man dies realisieren könnte [24–26]. Experimentell gelang es vor kurzem durch das Anlegen eines Mikrowellenfeldes die Dispersion in Paketen aus Rydberg-Zuständen vollständig zu unterdrücken [27].
- Eine andere Möglichkeit ist das Kompensieren der Dispersion durch nichtlineare Effekte. Beeinflussen sich die Wellen bei der Ausbreitung gegenseitig, so kann dies das Auseinanderlaufen von Wellenpaketen verhindern. Die Bildung von lokalisierten und nicht-zerfließenden Wellenpaketen wurde in verschiedenen nichtlinearen Systemen beobachtet. Sie können z.B. in der Ausbreitung von Wasserwellen oder intensiver Laserpulse auftreten. Selbst für atomare Materiewellen konnten helle Solitonen in Bose-Einstein-Kondensaten sowohl für Atome mit attraktiver [28, 29], als auch für Atome mit repulsiver Wechselwirkung [30] nachgewiesen werden.
- Im Rahmen dieser Diplomarbeit war der erstmalige experimentelle Nachweis einer neuen Klasse von nicht-zerfließenden Wellenpaketen [31] möglich. Diese beruht auf einem neuen Mechanismus die Dispersion zu unterdrücken, der theoretisch von Fedorov et al. [20]

vorgeschlagen wurde. Hierbei findet ein absorptives Potential seine Anwendung. Im Minimum dieses Potentials bildet sich ein Wellenpaket, dessen Dispersion in diesem Fall durch die ortsabhängige Absorption kompensiert wird. Anschaulich schneidet die Absorption die Ränder des auseinanderlaufenden Wellenpaketes ab und stützt dieses somit ständig wieder zurecht.

Gegenstand der hier vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung atomarer Materiewellen in imaginären optischen Potentialen. Hierzu wurde eine Stehwelle variabler Breite senkrecht zum Atomstrahl realisiert. Insbesondere wurde die Dynamik des Prozesses der Bildung von lokalisierten und nicht-zerfließenden Wellenpaketen um die Potentialminima untersucht. Verschiedene Zeitpunkte in der Evolution der Wellenfunktion sind durch die Variation der Wechselwirkungszeit zwischen Atomstrahl und Lichtfeld möglich. Beobachtet wird die Wahrscheinlichkeitsverteilung der metastabilen Atome im Fernfeld. Durch eine Analyse dieser Beugungsbilder ist ein Rückschluss auf die Wahrscheinlichkeitsverteilung im Nahfeld möglich. Von Interesse ist nicht nur die Amplitude der Wellenfunktion sondern auch deren Phase. Um diese zu messen wurde mit einer zweiten Stehwelle ein kompakter Interferometeraufbau realisiert.

Diese Diplomarbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 wird auf die theoretischen Aspekte der Wechselwirkung zwischen Atomen und stehenden Lichtfeldern eingegangen, die für ein Verständnis der Experimente notwendig sind. Kapitel 3 gibt einen Überblick über den experimentellen Aufbau, bevor in Kapitel 4 auf die Details der atomoptischen Erzeugung des kollimierten Atomstrahls eingegangen wird. Dieser Atomstrahl ermöglicht durch seine guten Kohärenzeigenschaften und kleine Divergenz die Untersuchung der Beugung an optischen Stehwellen. In Kapitel 5 wird auf den variablen Spiegelaufbau eingegangen, der die exakte Kontrolle des Winkels zwischen Atomstrahl und Stehwelle erlaubt. In Kapitel 6 werden die experimentellen Ergebnisse zur Wellenausbreitung in absorptiven Potentialen präsentiert, bevor im letzten Kapitel nach einer Zusammenfassung ein Ausblick auf weitergehende Experimente gegeben wird.

2 Materiewellen in optischen Potentialen

Ziel dieses Kapitels ist die quantenmechanische Beschreibung der Wechselwirkung eines Atomstrahls mit einer stehenden Lichtwelle. Hierzu wird im ersten Abschnitt der Hamiltonoperator für den Fall der Wechselwirkung eines Zweiniveaumatoms mit einem resonanten Lichtfeld aufgestellt.

Dieser Hamiltonoperator wird im weiteren Verlauf an die experimentell untersuchte Situation angepasst und um einen Zerfallskanal des angeregten Niveaus erweitert. Hiermit wird die Beschreibung absorptiver Prozesse möglich und Abschnitt 2.2 widmet sich der Lösung der entsprechenden Schrödingergleichung für verschiedene Grenzfälle. Dabei zeigt sich in Abschnitt 2.2.4, dass sich für lange Zeiten durch das Zusammenspiel von ortsabhängiger Absorption und der Dispersion nicht-zerlaufende Wellenpakete einstellen.

In Abschnitt 2.3.1 werden Bedingungen an die Kohärenz und damit die Interferenzfähigkeit des Atomstrahls untersucht, die zu den beobachteten Beugungsbildern führt. Der Einfluss der spontanen Emission auf die Beugungsbilder wird in Abschnitt 2.4 betrachtet, bevor im letzten Abschnitt die Interferometrie als Werkzeug zur Messung der Phase einer Wellenfunktion vorgestellt wird.

2.1 Atom im Lichtfeld

Um die Wechselwirkung zwischen Atom und Feld quantenmechanisch zu beschreiben, ist die zeitabhängige Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{d\varphi(\mathbf{r}, t)}{dt} = \hat{H}(t)\varphi(\mathbf{r}, t) \quad (2.1)$$

zu lösen. Dieses Problem ist im Allgemeinen nicht trivial, da es sich hierbei um das Lösen einer zeitabhängigen partiellen Differentialgleichung handelt.

Eine analytische Lösung ist nur in Sonderfällen möglich, z.B. für ein Zweiniveausystem mit harmonischer Störung. Im Zusammenhang von Spin 1/2 Teilchen in einem harmonisch variierenden Magnetfeld wurde die entsprechende Schrödingergleichung schon von I. Rabi analytisch gelöst [32].

2.1.1 Zweiniveausystem mit harmonischer Kopplung

Die Reduktion der internen Struktur eines Atom auf nur zwei Niveaus ist möglich, wenn die Frequenz des verwendeten Lichts nur wenig von einer der inneratomaren Übergangsfrequenzen abweicht. Die Beschreibung des folgenden Abschnitts orientiert sich an einer Veröffentlichung von Stenholm [33] und einem Lehrbuch von Meystre [34].

Die Wechselwirkung von Atom und Lichtfeld kann durch folgenden Hamiltonoperator beschrieben werden.

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_{AF} \quad (2.2)$$

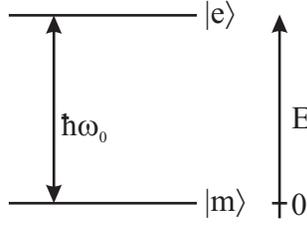


Abbildung 2.1: Zweiniveausystem aus angeregtem Zustand $|e\rangle$ und Grundzustand $|m\rangle$. Beide Niveaus sind durch die Energie $\hbar\omega_0$ getrennt.

Dabei ist \hat{H}_A der atomare Teil des Hamiltonoperators und \hat{H}_{AF} die Wechselwirkung zwischen Feld und Atom.

Der atomare Beitrag \hat{H}_A setzt sich aus zwei Termen zusammen. Zum einen der kinetischen Energie der Schwerpunktsbewegung, und zum anderen der Energie der internen Freiheitsgrade, wie zum Beispiel Anregungen der Energieniveaus der Elektronen.

Betrachtet man ein reines Zweiniveausystem mit Grundzustand $|m\rangle$ und angeregtem Zustand $|e\rangle$, die durch die Energie $\hbar\omega_0$ getrennt sind (siehe Abbildung 2.1), lässt sich \hat{H}_A wie folgt darstellen:

$$\hat{H}_A = \frac{\hat{p}^2}{2M} + \hbar\omega_0|e\rangle\langle e| \quad (2.3)$$

Hierbei wurde die Energie des Niveaus $|m\rangle$ als Energienullpunkt gewählt und M ist die Masse des Atoms.

Um den Wechselwirkungsterm \hat{H}_{AF} zwischen Atom und Feld korrekt zu beschreiben muss man das Strahlungsfeld quantisieren und das ganze Modenspektrum betrachten. Da in der betrachteten experimentellen Situation Laserlicht verwendet wird, sind nur eine oder wenige Moden des elektromagnetischen Feldes makroskopisch besetzt. Auch ist die Besetzungszahl in diesen Moden groß gegenüber der Zahl der gestreuten Photonen und kann somit bei Emissions- bzw. Absorptionsprozessen als konstant behandelt werden. Damit kann die weitere Beschreibung wesentlich vereinfacht werden.

Dazu wird der Wechselwirkungsanteil \hat{H}_{AF} in zwei Teile aufgespaltet:

$$\hat{H}_{AF} = \hat{H}_{AL} + \hat{H}_{AR} \quad (2.4)$$

Der erste Term \hat{H}_{AL} beschreibt die Wechselwirkung der makroskopisch besetzten Moden, d.h. denen des Laserlichtes, mit dem Atom. Hier kann das Lichtfeld durch eine klassische Variable beschrieben werden, solange man von starken Feldern ausgeht und Quantenfluktuationen vernachlässigen kann.

Der zweite Term \hat{H}_{AR} in (2.4) beschreibt die Wechselwirkung zwischen den restlichen nur wenig besetzten Moden des Feldes und dem Atom. Die Wechselwirkung mit diesem Reservoir verursacht den Effekt der spontanen Emission des angeregten Niveaus. Für alle hier betrachteten Zwecke kann spontane Emission durch einen rein phänomenologischen Zerfallsterm des angeregten Niveaus $|e\rangle$ erfasst werden. Dieser Term wird aber vorerst vernachlässigt und wird in Abschnitt 2.4 getrennt behandelt.

Die Wechselwirkung zwischen Lichtfeld und Atom \hat{H}_{AL} kann weiter vereinfacht und in der so genannten elektrischen Dipolnäherung beschrieben werden. Diese Näherung für lange Wellenlängen ist im Falle optischer Felder ($\lambda \sim 10^{-7}$ m) angebracht, da sich das Feld auf

atomaren Längenskalen ($a_0 \sim 10^{-10}$ m) nur wenig ändert. Hierbei wird das elektrische Feld an der Stelle der Schwerpunktskoordinate \mathbf{r} des Atoms ausgewertet. Mit dem Dipoloperator $\hat{\mathbf{d}}$ ergibt sich der Wechselwirkungsterm zu

$$\hat{H}_{AL} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t) \quad (2.5)$$

Dabei ist der Dipoloperator $\hat{\mathbf{d}}$ wie folgt definiert:

$$\hat{\mathbf{d}} = d_{me} \boldsymbol{\epsilon}_\xi (|e\rangle\langle m| + |m\rangle\langle e|) \quad (2.6)$$

mit $\boldsymbol{\epsilon}_\xi$ als Einheitsvektor entlang der Quantisierungsachse und dem Matrixelement $d_{me} = |\langle m|\hat{\mathbf{d}}|e\rangle|$.

Betrachtet man den Fall einer Stehwelle entlang der x-Achse, so kann man das elektrische Feld als klassische ebene Welle mit der Frequenz ω , der Polarisation $\boldsymbol{\epsilon}$, der Amplitude E_0 und dem Wellenvektor $\mathbf{k} \parallel \mathbf{x}$ schreiben.

$$\mathbf{E}_L = \boldsymbol{\epsilon} E_0 \cos(kx) \cos(\omega t)$$

Damit lässt sich der Hamiltonoperator $\hat{H}_A + \hat{H}_{AL}$ in der Basis $\{|e\rangle, |m\rangle\}$ darstellen als

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2M} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \hbar \begin{pmatrix} \omega_0 & -\Omega \cos(kx) \cos(\omega t) \\ -\Omega \cos(kx) \cos(\omega t) & 0 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Die Kopplung zwischen Atom und Feld wird durch die hier eingeführte Rabifrequenz ausgedrückt.

$$\Omega = [\boldsymbol{\epsilon}_\xi \cdot \boldsymbol{\epsilon}] d_{me} E_0 / \hbar \quad (2.8)$$

Im Falle eines Zweiniveausystems ist das Dipolmoment des Atoms parallel zur Polarisation $\boldsymbol{\epsilon}$ und (2.8) vereinfacht sich zu $\Omega = d_{me} E_0 / \hbar$. Durch die beiden identischen Außerdiagonalelemente in (2.7), die die kohärenten Prozesse der stimulierten Emission und der Absorption beschreiben, oszilliert die Besetzungswahrscheinlichkeit zwischen beiden Niveaus.

Mit der ortsabhängigen Intensität des Lichtfeldes in einer Stehwelle wird auch die Frequenz dieser Oszillation ortsabhängig. Für resonantes Licht entspricht im Bereich maximaler Intensität die Oszillationsfrequenz der Besetzungswahrscheinlichkeit der einzelnen Niveaus der Rabifrequenz.

Da die Zeitskala der Oszillationen des Lichtfeldes ($\nu \sim 10^{14}$ Hz) wesentlich schneller ist als alle anderen Zeitskalen in diesem Problem, kann der Hamiltonoperator (2.7) in das Wechselwirkungsbild transformiert werden, indem man von der festen Basis $\{|e\rangle, |m\rangle\}$ auf ein mitrotierendes System übergeht.

Hierzu wird der Hamiltonoperator in einen zeitunabhängigen Teil \hat{H}_0 und einen zeitabhängigen Teil aufgeteilt. Transformiert wird der zeitabhängige Teil mit dem Zeitentwicklungsoperator $\hat{U} = \exp(-\frac{i}{\hbar} \hat{H}_0 t)$ [35].

$$\tilde{H} = \hat{U}^{-1} (\hat{H} - \hat{H}_0) \hat{U} \quad \text{mit} \quad \hat{H}_0 = \hbar \omega |e\rangle\langle e|$$

Dies liefert:

$$\tilde{H} = \frac{\hat{p}^2}{2M} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \hbar \begin{pmatrix} (\omega_0 - \omega) & -\frac{\Omega}{2} \cos(kx) (1 + \exp(+i2\omega t)) \\ -\frac{\Omega}{2} \cos(kx) (1 + \exp(-i2\omega t)) & 0 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

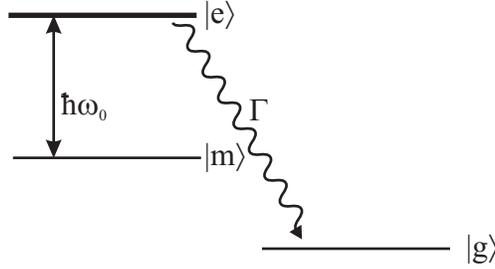


Abbildung 2.2: Zweiniveausystem aus den Niveaus $|m\rangle$ und $|e\rangle$, bei dem das angeregte Niveau $|e\rangle$ mit der Rate Γ spontan in ein drittes Niveau $|g\rangle$ zerfallen kann.

In der so genannten *rotating wave approximation* vernachlässigt man schnell oszillierende Terme proportional zu $\exp(i2\omega t)$ und erhält damit eine Zeitmittelung des Wechselwirkungstermes (2.5)

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2M} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \hbar \begin{pmatrix} -\Delta & -\frac{\Omega}{2} \cos(kx) \\ -\frac{\Omega}{2} \cos(kx) & 0 \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

Dabei wird die Verstimmung definiert als $\Delta = (\omega - \omega_0)$. Hiermit entspricht ein $\Delta < 0$ Licht, das gegenüber dem Übergang rotverstimmt ist, und eine positive Verstimmung blauverschobenem Licht.

Durch die Wechselwirkung mit dem Lichtfeld verschieben sich die Energieeigenwerte der Niveaus $|m\rangle$ und $|e\rangle$ je nach Vorzeichen der Verstimmung des Laserlichtes bezüglich des Übergangs. Dieser Effekt ist auch als *AC Stark shift* bekannt. Hierdurch treten in einer Stehwelle intensitätsabhängige Kräfte auf, die die Atome in Richtung der Intensitätsminima oder Intensitätsmaxima treiben. Für blauverstimmtes Licht fokussiert diese so genannte Dipolkraft die Atome im Zustand $|m\rangle$ in die Intensitätsminima einer Stehwelle und zieht sie in die Intensitätsmaxima einer rotverstimmtten Stehwelle.

2.1.2 Offenes Zweiniveausystem

Im vorigen Abschnitt war davon ausgegangen worden, dass nur Übergänge zwischen den beiden Niveaus $|m\rangle$ und $|e\rangle$ stattfinden. Man spricht dann von einem *geschlossenen Übergang*.

Es gibt aber auch Übergänge $|m\rangle \rightarrow \text{kete}$, bei denen das angeregte Niveau $|e\rangle$ über spontane Emission in andere Niveaus als $|m\rangle$ zerfallen kann. Dies wird als *offener Übergang* bezeichnet.

Für die weitere Behandlung wird ein Dreiniveausystem wie in Abbildung 2.2 angenommen. Dabei sollen alle Atome im angeregten Zustand entweder mit der Rate Γ in den Zustand $|g\rangle$ übergehen, oder über induzierte Emission zurück in $|m\rangle$ übergehen. Gleichzeitig soll spontane Emission zurück in das Niveau $|m\rangle$ vernachlässigt werden. Dieses System wurde in [20, 36] ausführlich theoretisch behandelt und soll hier kurz vorgestellt werden.

Unter obigen Annahmen kann der Hamiltonoperator (2.10) um einen Zerfallsterm $\Gamma/2$ des angeregten Zustandes $|e\rangle$ erweitert werden und man erhält den damit nicht mehr unitären Hamiltonoperator

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2M} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \hbar \begin{pmatrix} -\Delta - i\frac{\Gamma}{2} & -\frac{\Omega}{2} \cos(kx) \\ -\frac{\Omega}{2} \cos(kx) & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Betrachtet werde der Fall eines Atomstrahls mit Schwerpunktsimpuls \mathbf{p}_0 , der normal auf die Stehwelle auftrifft ($\mathbf{p}_0 \cdot \mathbf{x} = 0$). Geht man in ein mit \mathbf{p}_0 mitbewegtes Bezugssystem über,

erhält man zwei gekoppelte eindimensionale Schrödingergleichungen, die die Evolution der Wellenfunktion parallel zur Stehwelle erfassen.

Die Geschwindigkeiten der Atome senkrecht zur Stehwelle sind in der Größenordnung von 10 m/s, was aufgrund der geringen deBroglie-Wellenlänge eine rein klassische Betrachtung entlang dieser Dimension rechtfertigt. Entlang der Stehwelle, d.h. der x-Achse erhält man folgende Differentialgleichungen:

$$\begin{aligned} i\frac{\partial}{\partial t}\varphi_e(x,t) &= -\left(\frac{\hbar}{2M}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \Delta + i\frac{\Gamma}{2}\right)\varphi_e(x,t) - \frac{\Omega}{2}\cos(kx)\varphi_m(x,t) \\ i\frac{\partial}{\partial t}\varphi_m(x,t) &= -\frac{\hbar}{2M}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\varphi_m(x,t) - \frac{\Omega}{2}\cos(kx)\varphi_e(x,t) \end{aligned} \quad (2.12)$$

Der Einfluss der Stehwelle auf die Impulsverteilung der Wellenfunktion lässt sich am besten an einer Zerlegung in Impulseigenzustände, d.h. ebene Wellen sehen.

$$\varphi_{m,e}(x,t) = \sum_n a_n^{(m,e)}(t) \exp(inkx)$$

Für die Fourierkoeffizienten des angeregten und metastabilen Zustandes erhält man ein zu (2.12) äquivalentes System von Differentialgleichungen.

$$\begin{aligned} i\dot{a}_n^{(e)} &= \left(n^2\omega_r - \Delta - \frac{i\Gamma}{2}\right)a_n^{(e)} - \frac{\Omega}{4}\left(a_{n-1}^{(m)} + a_{n+1}^{(m)}\right) \\ i\dot{a}_n^{(m)} &= n^2\omega_r a_n^{(m)} - \frac{\Omega}{4}\left(a_{n-1}^{(e)} + a_{n+1}^{(e)}\right) \end{aligned} \quad (2.13)$$

hier wurde die *recoil Frequenz* $\omega_r = \hbar k^2/2M$ eingeführt.

2.2 Propagation in imaginären Potentialen

Je nach Größe der einzelnen Beiträge des Hamiltonoperators in (2.13) bzw. der betrachteten Wechselwirkungszeit, können verschiedene Bereiche der Wechselwirkung zwischen optischen Stehwellen und Atomstrahlen unterschieden werden.

2.2.1 Raman-Nath-Regime

Der Bereich kurzer Wechselwirkungszeiten zwischen Atom und Lichtfeld wird als Raman-Nath- oder Kapitza-Dirac-Regime bezeichnet. Erstmals wurde dieser Bereich experimentell an der Beugung von Licht an Ultraschallwellen in Flüssigkeiten untersucht [37]. Kurze Zeiten bedeuten in diesem Zusammenhang, dass während der Wechselwirkung eine Bewegung der Atome transversal zum Strahl, d.h. in Richtung des \mathbf{k} -Vektors vernachlässigt werden kann.

Damit kann man den kinetischen Term im Hamiltonoperator (2.13) für beide Niveaus vernachlässigen und betrachtet nur noch die interne Dynamik der Zustände $|m\rangle$ und $|e\rangle$. Man erhält eine Differentialgleichung zweiter Ordnung in der Zeit. Für Zeiten länger als $1/\Gamma$ kann man die zweiten Ableitung nach der Zeit vernachlässigen und erhält [20]:

$$\left(\Delta + i\frac{\Gamma}{2}\right)i\frac{d}{dt}\varphi_m(x,t) = \frac{|\Omega|^2}{4}\cos^2(kx)\varphi_m(x,t) \quad (2.14)$$

2 Materiewellen in optischen Potentialen

Für den Fall resonanten Lichtes, d.h. $\Delta = 0$, reduziert sich (2.14) auf

$$i\hbar \frac{d}{dt} \varphi_m(x, t) = -i \frac{\hbar |\Omega|^2}{2\Gamma} \cos^2(kx) \varphi_m(x, t). \quad (2.15)$$

Als analytische Lösung für (2.14) erhält man für eine normal einfallende ebene Welle

$$\begin{aligned} \varphi_m(x, t) &= \exp\left(-i \frac{|\Omega|^2}{4(\Delta + i\Gamma/2)} \cos^2(kx)t\right) \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n \exp\left(-i \frac{|\Omega|^2}{8(\Delta + i\Gamma/2)} t\right) J_n\left(\frac{|\Omega|^2}{8(\Delta + i\Gamma/2)} t\right) \exp(i2nkx) \end{aligned} \quad (2.16)$$

Damit ergeben sich für die einzelnen Fourierkoeffizienten von $|m\rangle$ exponentiell abfallende Besselfunktionen als Funktion der Zeit.

Die $1/e$ -Breite der Wahrscheinlichkeitsverteilung $|\varphi_m(x)|^2$ im Ortsraum nimmt mit $1/\sqrt{t}$ ab und lässt sich aus (2.14) für den resonanten Fall ermitteln zu [20]

$$\Delta x = \frac{1}{k|\Omega|} \sqrt{\frac{\Gamma}{t}}. \quad (2.17)$$

Die Amplitude des Zustandes $|m\rangle$ verringert sich in den Bereichen niedriger Intensität am langsamsten und ausgehend von einer ebenen Welle bilden sich um die Knoten der Stehwelle für $|m\rangle$ lokalisierte Wellenpakete aus.

2.2.2 Übergang zu optischen Potentialen

Gleichung (2.15) liefert die Propagation der Wellenfunktion in einem imaginären Potential

$$V = -i \frac{\hbar |\Omega|^2}{2\Gamma} \cos^2(kx).$$

Die Einführung eines imaginären Potentials in die Schrödingergleichung führt zu den gleichen Effekten wie der imaginären Anteil des Brechungsindex in der Optik. Beide charakterisieren Prozesse, die mit Absorption bzw. Teilchenzahlverlust einhergehen. Hier bezieht sich der Teilchenzahlverlust auf die Wahrscheinlichkeitsdichte des Zustands $|m\rangle$. Es findet keine Absorption der Atome statt. Geändert wird nur deren innerer Freiheitsgrad.

Der fokussierende Effekt absorptiver Potentiale auf die Wahrscheinlichkeitsdichte $|m\rangle\langle m|$, der sich schon im Raman-Nath-Regime zeigt, ist etwas überraschend, da absorptive Potentiale nicht wie reelle Potentiale über eine klassische Kraftwirkung $F(x) = -\nabla V(x)$ verstanden werden können. Vielmehr ist ihre Wirkung auf eine ortsabhängige Verringerung der Amplitude der Wellenfunktion beschränkt.

Lässt man eine Verstimmung $\Delta \neq 0$ zu, erhält man den allgemeinen Fall eines komplexen Potentials [38]

$$V = -i \frac{\hbar |\Omega|^2}{2\Gamma - i4\Delta} \cos^2(kx).$$

In stehenden Lichtwellen kann man so durch Variation der Größe des Verstimmung beliebige Potentiale zwischen einem rein imaginären, d.h. absorptiven, und einem rein reellen und damit refraktiven, Potential erzeugen [39].

Im Limes großer Verstimmungen $\Delta \gg \Gamma$ bekommt man ein rein reelles Potential

$$V(x) = \frac{\hbar|\Omega|^2}{4\Delta} \cos^2 kx,$$

das wieder die in Abschnitt 2.1.1 erwähnte Dipolkraft charakterisiert.

Im Fall eines rein reellen Potentials kann man den Gültigkeitsbereich der Raman-Nath Näherung dadurch abschätzen, indem man fordert, dass die Wechselwirkungszeit t klein ist gegenüber der klassischen Oszillationsfrequenz in diesem Potential.

2.2.3 Dispersive Verbreiterung

Für lange Wechselwirkungszeiten beschreibt die Lösung des Raman-Nath Regimes die physikalische Situation nicht korrekt, da dann die Wellenpakete beliebig schmal werden könnten. Quantenmechanisch geht aufgrund des Heisenbergprinzips mit einer zunehmenden Lokalisierung im Ortsraum eine Verbreiterung im Impulsraum einher, die die Wellenpakete auseinandertreibt.

Unter Berücksichtigung des kinetischen Operators in (2.14) erhält man für den metastabilen Zustand $|m\rangle$ die Schrödingergleichung

$$i\frac{\partial}{\partial t}\varphi_m(x,t) = \left\{ -\frac{\hbar}{2M}\frac{\partial^2}{\partial x^2} - i\frac{\Omega^2}{2\Gamma}\cos^2(kx) \right\} \varphi_m(x,t). \quad (2.18)$$

Durch den kinetischen Operator im Hamiltonoperator tritt Dispersion und damit eine Verbreiterung der Wellenpakete auf.

2.2.4 Stationäre Lösung in imaginären Potentialen

Nach einer charakteristischen Zeit stellt sich ein Gleichgewicht zwischen den beiden konkurrierenden Prozessen ein. Dies sind zum einen die Verringerung der Breite der Wellenpakete durch Absorption und zum anderen deren Verbreiterung durch die Dispersion. Der Zeitpunkt nach dem dieser stationäre Zustand erreicht wird hängt von der Rabi-Frequenz ab und kann durch eine Ratengleichung abgeschätzt werden [31].

Unter Vernachlässigung der Dispersion kann man die Breite $\Delta x(t)$ der Wellenpakete im Ortsraum nach Gleichung (2.17) ermitteln.

$$\Delta x = \frac{1}{k|\Omega|} \sqrt{\frac{\Gamma}{t}}$$

Daraus ist die Breite im Impulsraum und damit die Verbreiterung der Wellenpakete im Ortsraum mittels der Heisenbergschen Unschärferelation als

$$\Delta p(t) \approx \frac{\hbar}{\Delta x(t)}$$

abzuschätzen.

Die charakteristische Zeit t_0 ist erreicht, wenn sich beide Prozesse aufheben:

$$\frac{\partial}{\partial t}\Delta x(t_0) \sim \frac{\Delta x(t_0)}{t_0} \propto \frac{\Delta p(t_0)}{M} = \frac{\hbar}{M\Delta x(t_0)}$$

Unter Verwendung von (2.17) erhält man als charakteristische Zeit

$$t_0 \approx \frac{1}{|\Omega|} \sqrt{\frac{\Gamma}{2\omega_r}} \quad (2.19)$$

Für realistische experimentelle Parameter befindet sich diese Zeitskala im Bereich von einigen μs .

Für längere Zeiten kann man zeigen, dass sich jeweils um die Knoten des Lichtfeldes Wellenpakete konstanter Form bilden. Da aber bei diesem Prozess die Absorption des Zustandes $|m\rangle$ eine wesentliche Rolle spielt, fällt die Amplitude der Wellenpakete als Funktion der Zeit ab.

Im Falle eines \cos^2 -förmigen Potentials ist es möglich im Bereich um die Knoten des Lichtfeldes das Potential harmonisch zu nähern und damit (2.18) auf einen harmonischen Oszillator mit einem komplexen Potential zurückzuführen [20].

$$i \frac{\partial}{\partial t} \varphi_m(x, t) = \left\{ -\frac{\hbar}{2M} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - i \frac{M\omega_0^2}{2} x^2 \right\} \varphi_m(x, t) \quad w_0 \equiv 1/t_0 \quad (2.20)$$

Für lange Zeiten faktorisiert die Wellenfunktion in einen ortsabhängigen und einen zeitabhängigen Teil. Es bildet sich um die Knoten des Lichtfeldes gaußförmige Wellenpakete, deren Form zeitlich konstant bleibt. Die Amplitude der Wellenfunktion fällt als Funktion der Zeit exponentiell mit einer Rate $\tilde{\Gamma}$ ab, die um einen Faktor $\Omega/\Gamma\sqrt{\omega_r/\Gamma}$ kleiner ist als die Zerfallsrate Γ des freien Atoms [20]. Der ortsabhängige Teil der Wellenfunktion ergibt sich zu [31]:

$$\varphi_m(x) \propto \exp\left(-\frac{M\omega_0 x^2}{2} \frac{1-i}{\sqrt{2}}\right) \quad (2.21)$$

Im Falle einer resonanten Stehwelle wird das Auseinanderlaufen der Wellenpakete anschaulich durch das Abschneiden von Teilen der Wellenfunktion kompensiert.

Analog zum Grundzustand des klassischen Oszillators entsteht eine dispersionsfreie Wellenpaket. Die einzelnen Wellenpakete sind aber keine unschärfebegrenzten Wellenpakete, da sie noch eine Phase ϕ aufgeprägt haben, die quadratisch im Ort ist. Diese Phase verstärkt die Expansion des Paketes bei einer Propagation im feldfreien Raum.

Betrachtet man die Zeitentwicklung der Phase ϕ für den Fall einer einfallenden ebenen Welle, so ist diese anfänglich flach und baut sich dann kontinuierlich auf, bis sich für $t > t_0$ ein stationäre Zustand ausbildet, der einer Parabel entspricht.

$$\phi(x) = \frac{M\omega_0^2}{2\sqrt{2}} x^2 \quad (2.22)$$

Im Impulsraum ergibt sich durch eine Fouriertransformation der Beziehung (2.21) eine analoge quadratische Phasenbeziehung für die Fourierkoeffizienten nur mit negativem Vorzeichen.

Einfluss von Verstimmungen

Die aus (2.21) ermittelte asymptotische $1/e$ -Breite der Wellenpakete hängt von der Verstimmung ab und ergibt sich zu [20]:

$$\Delta x_{as} = \frac{\sqrt{2}}{k\sqrt{|\Omega|}} (\omega_r \Gamma)^{1/4} \left[\frac{(4\Delta^2/\Gamma^2 + 1)}{2\Delta/\Gamma + \sqrt{4\Delta^2/\Gamma^2 + 1}} \right]^{1/4} \quad (2.23)$$

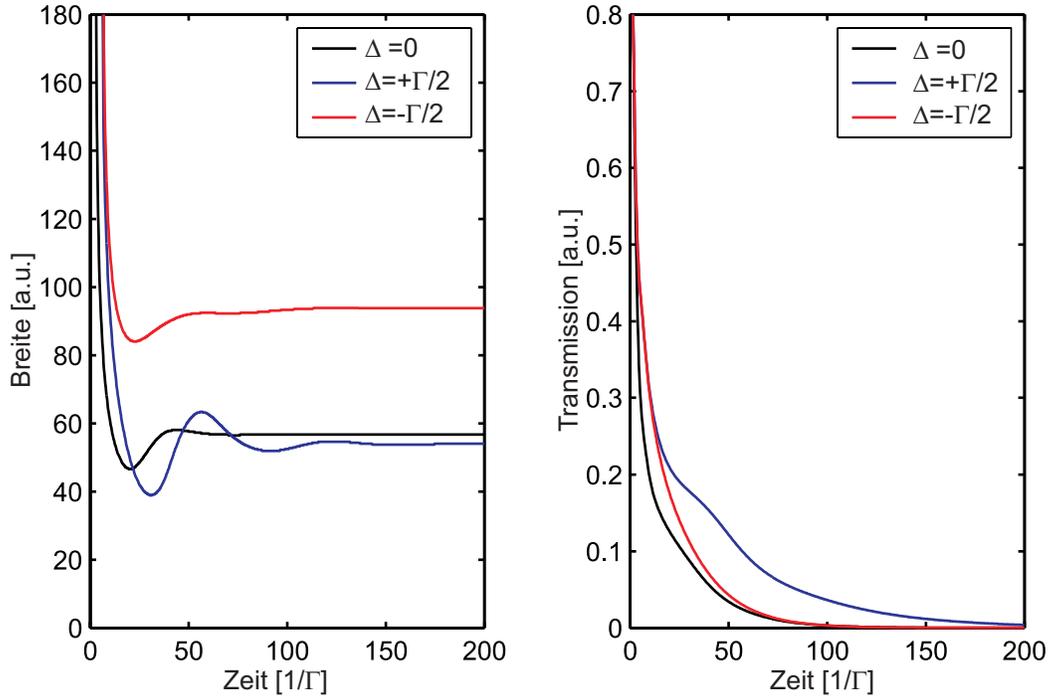


Abbildung 2.3: Numerische Integration der Schrödingergleichung (2.13) für $|\Omega| = \Gamma$. Gezeigt sind links die Breiten im Ortsraum und rechts die Transmission für drei verschiedene Verstimmungen der Stehwelle. Durch den fokussierenden Effekt der blauverstimmtten Stehwelle zu den Minima der Lichtintensität treten ausgeprägte Überschwinger auf, bevor sich eine konstante Breite einstellt. Diese ist geringer als die Breite im Falle einer resonanten Stehwelle. Durch die Dipolkraft werden die Atome im Falle einer roten Verstimmung in die Maxima des Lichtfeldes getrieben und dort absorbiert. Dies führt zu einer Verringerung der Transmission im Vergleich zum blauverstimmtten Fall.

In Abbildung 2.3 ist die Zeitentwicklung der Breiten der Wellenpakete für verschieden Verstimmungen zu sehen. Für blaue Verstimmung hat das Lichtfeld aufgrund der Dipolkraft einen zusätzlichen fokussierenden Effekt, der die Atome in den Bereich minimaler Feldstärke treibt. Dies verstärkt die absorptive Verringerung der Wellenpaketbreite und es treten Überschwinger auf, die aber stark gedämpft sind. Die Breite der asymptotischen Wellenpakete liegt für kleine Verstimmungen unter der bei resonantem Licht und erreicht ihren Minimalwert bei einer Verstimmung von

$$\Delta = \frac{1}{2\sqrt{3}}\Gamma$$

Bei roter Verstimmung werden die Atome durch die Dipolkraft in Bereiche starker Lichtintensität gezogen. Damit wird auch die Absorption im Vergleich zum Falle blauen Lichts verstärkt. Das dispersive Auseinanderlaufen der Wellenpakete wird weniger stark kompensiert und ein stationärer Zustand tritt bei wesentlich breiteren Wellenpaketen auf.

Einfluss der Lichtfeldintensität

Für verschiedene Rabifrequenzen skaliert die Zeitentwicklung der Wellenfunktionen mit $1/|\Omega|$, wie auch schon in der Abschätzung für die Zeit t_0 in (2.19) zu sehen ist.

Die Breite Δx der Wellenpakete für lange Zeiten skaliert mit $1/\sqrt{|\Omega|}$. Da die Rabifrequenz proportional zur Wurzel der eingestrahlten Lichtintensität ist, ist für eine Halbierung der Breite der Wellenpaket eine Vervierfachung der Lichtintensität notwendig. Dies geht mit einer entsprechenden exponentiellen Erhöhung der Absorption einher, wodurch eine beliebige Verringerung der Breite der Wellenpakete experimentell limitiert ist.

2.2.5 Diskussion anderer Potentialformen

Um zu untersuchen, ob es sich bei der Ausbildung der stationären Wellenpakete um einen Effekt handelt, der nur bei absorptiven Potentialen auftritt, die um das Potentialminimum quadratisch entwickelbar sind, wurden die Zeitentwicklung von gaußschen Wellenpaketen mit quadratischer Phase in verschiedenen Potentialen $V(x) \propto |x|, x^2, x^4$ verglichen. Für die numerische Untersuchungen mit der Programm MATLAB wurde die so genannte split-step Methode verwendet.

Dabei wird der Zeitentwicklungsoperator in Terme aufgespaltet, die für sich jeweils im Impuls- oder Ortsraum diagonal und damit leicht auswertbar sind. In unserem Fall sind dies der kinetischen Term $\exp(-i\hbar\hat{p}^2/2M)$, der in der Impulsdarstellung diagonal wird und der Potentialterm, der in Ortsdarstellung diagonal ist. Die Wellenfunktion wird mit diesen Beiträgen abwechselnd im Orts- oder Impulsraum um jeweils infinitesimale Zeitschritte dt propagiert. Dabei muss ein Fehler in der Ordnung dt^3 in Kauf genommen werden, der aber bei entsprechender Wahl der Größe des Zeitschrittes vernachlässigbar ist.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 2.4 zu sehen. Bei immer gleichen Anfangsbedingungen stellt sich für alle untersuchten Fälle ein Gleichgewicht ein, wobei es je nach Form des Potentials zu Oszillationen kommen kann, die aber durch die Absorption ausgedämpft werden. Nur im Fall eines Kastenpotentials (Abbildung 2.4e) kommt es aufgrund der Diskontinuitäten des Potentials zu Oszillationen in der Breite des Wellenpaketes, die auch auf langen Zeitskalen nicht verschwinden.

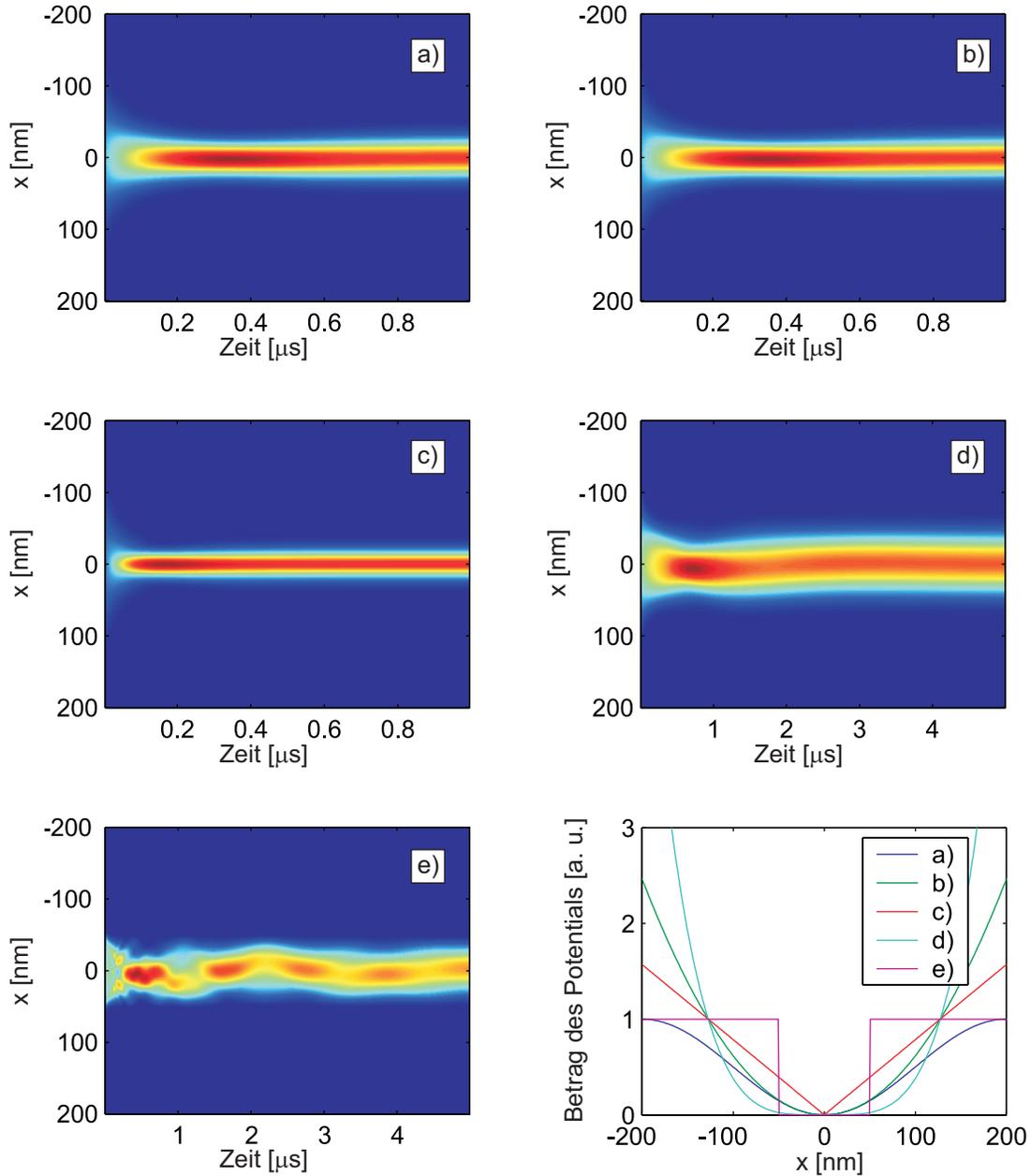


Abbildung 2.4: $|\varphi(x,t)|^2$ für die Propagation eines Gaußpaketes in verschiedenen absorptiven Potentialen, alle mit dem selben Vorfaktor $V_0 = -i\hbar|\Omega|^2/2\Gamma$, $\Omega = 0.4\Gamma$. a) $V(x) = V_0 \sin^2(kx)$, b) $V(x) = V_0(kx)^2$, c) $V(x) = V_0|kx|$, d) $V(x) = V_0(kx)^4$, e) einem Kastenpotential mit 100nm Breite. In allen Graphen wurde die Wahrscheinlichkeitsamplitude zu jedem Zeitschritt normiert dargestellt. Man sieht, dass sich bis auf das Kastenpotential recht schnell ein Wellenpaket konstanter Breite einstellt und Überschwinger ausgedämpft werden.

2.2.6 Bragg-Regime

Für schwache Potentiale $|\Omega| \ll \Gamma$ und lange Wechselwirkungszeiten kommt man in das so genannte Bragg-Regime. Wie erstmals bei der Röntgenbeugung an Kristallen [40] gezeigt wurde, wird die Transmission bzw. Reflexion stark abhängig vom Einfallswinkel der Strahlung. Für Materiewellen wurde dieser Effekt experimentell sowohl für weit verstimmt reelle Potentiale [17], als auch für imaginäre, d.h. absorptive, Potentiale [19] nachgewiesen.

Im Raman-Nath-Regime ist die Stehwelle kurz und führt damit zu einer Unschärfe in der Richtung der Photonen. Dadurch sind Energie- und Impulserhaltung für viele Richtungen des Impulses der Atome erfüllt und Beugungseffekte hängen nur schwach von der Richtung des einfallenden Atomstrahls ab. Für eine lange Stehwelle ist die Richtung der übertragenen Photonen wohldefiniert. Der einzige Prozess, der sowohl Energie- als auch Impulserhaltung erfüllt, ist die Bragg-Beugung. Analog zum Fall der Röntgen- oder Neutronenbeugung an Kristallen, erhält der unter dem Bragg-Winkel einfallende Strahl einen Impulsübertrag $2\hbar\mathbf{k}$, was in der Sprache der Festkörperphysik einem Gittervektor des Lichtkristalls entspricht.

Für lange Wechselwirkungsstrecken wird die Intensität des abgelenkten Strahls gleichgroß wie die Intensität des nicht abgelenkten Strahls. Die Bedingung schwacher Potentiale kann man im Falle reeller Potentiale anschaulich als Bedingung an die kinetische Energie verstehen. Diese muss größer sein als die Potentialhöhe, damit sich die Atome des transmittierten und des reflektierten Strahls über das zur Ausbreitungsrichtung verkippte „Waschbrett“ ausbreiten können. Für absorptive Potentiale erhält man unter dem Braggwinkel für lange Zeiten eine \sin^2 -förmige Wahrscheinlichkeitsverteilung, die ähnlich wie beim normalen Einfall der Materiewelle ihre Form nicht mehr ändert und exponentiell abfällt [41].

2.3 Beugung an Stehwellen

Analog zur Wellenoptik, entsteht auch für Materiewellen durch die Wechselwirkung mit einer im Ortsraum periodischen Struktur im Fernfeld ein Beugungsbild.

Unter der Voraussetzung, dass die Ausdehnung des Beugungsobjektes sehr viel kleiner ist als die Entfernung zwischen Objekt und Detektor, können die Gesetze der Fraunhofer-Beugung aus der Optik auch hier angewendet werden. In der Optik ergibt sich für das Beugungsbild eines Gitters im Fernfeld die Beziehung [42]:

Intensitätsverteilung des Fernfeldes = Beugungsfunktion des Einzelobjektes \times Gitterfunktion

Dabei ist die Beugungsfunktion des Einzelobjektes die Einhüllende der schnell oszillierenden Gitterfunktion. Die Gitterfunktion setzt sich im Falle eines unendlich breit ausgeleuchteten Gitters aus äquidistanten δ -förmigen Peaks zusammen. Das Einzelobjekt sind hier die einzelnen Wellenpakete, deren Beugungsfunktion mit ihrer Fouriertransformierten zusammenfällt (siehe Abbildung 2.5).

Damit entsprechen die Beträge der Fourierkoeffizienten $|a_n^{(m)}|^2$ aus (2.13) den Wahrscheinlichkeiten Atome des Zustands $|m\rangle$ in der n -ten Beugungsordnung zu finden.

Die einzelnen Beugungsordnungen haben den Abstand $\Delta p = 2\hbar k$. Dies spiegelt sowohl die Periodizität des Potentials $\lambda/2$ im Ortsraum wider, als auch die Tatsache, dass Atome nur über Zweiphotonenprozesse in die verschiedenen Beugungsordnungen des metastabilen Niveaus gelangen können. Durch ein Photon wird die Anregung in den Zustand $|e\rangle$ erreicht und die stimulierte Emission eines zweiten Photons führt wieder in $|m\rangle$ zurück.

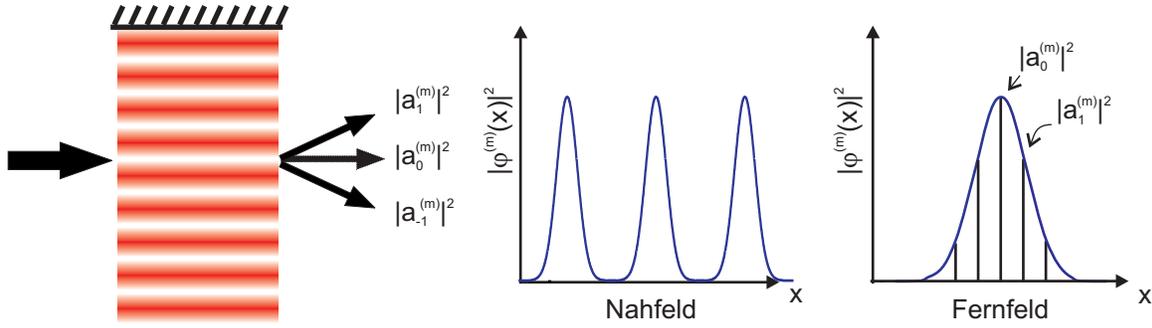


Abbildung 2.5: Beugung von Atomen an einer stehenden Lichtwelle. Die einlaufenden Atome sehen eine periodische Modulation des Potentials mit einer Periodizität von $\lambda/2$. Im Fernfeld ist ein Beugungsmuster beobachtbar, bei dem sich die einzelnen Beugungsordnungen der Intensitäten $|a_n|^2$ um den transversalen Impuls $\Delta p = 2\hbar k$ unterscheiden. Die Einhüllende des Beugungsbildes entspricht der Fouriertransformierten der Wellenpakete im Nahfeld.

2.3.1 Kohärenz des Atomstrahls

transversale Kohärenz

Für die Entstehung von Beugungsbildern ist die Interferenzfähigkeit der von den einzelnen Potentialminima ausgehenden Partialwellen ausschlaggebend. Diese Interferenzfähigkeit wird durch die transversale Kohärenz des Atomstrahls bestimmt.

Die transversale Kohärenz ist ein Maß, in wie weit zwei Punkte der Quelle phasenkorreliert emittieren. Damit sind die Abmessungen der Quelle ausschlaggebend für die Interferenzfähigkeit der von einem Beugungsobjekt ausgehenden Partialwellen. Nach dem *van Cittert-Zernike* Theorem aus der Optik kann der Einfluss von Blenden auf die Kohärenz einer inkohärenten Quelle durch die Beugungsbilder dieser Blenden abgeschätzt werden. Die Quelle wird durch eine kohärent beleuchtete Blende gleicher Abmessungen ersetzt und der Kegel der entstehenden 0. Beugungsordnung entspricht dem Bereich kohärenter Strahlung bei einer entsprechenden inkohärenten Quellverteilung. Wenn die Abmessungen eines Beugungsobjektes kleiner ist als die Breite der 0. Ordnung sind die entstehenden Partialwellen interferenzfähig.

Wenn man die Sichtbarkeit oder *visibility* V eines Interferenzmusters nach Michelson als

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

definiert, so kann man obige Bedingung für eine Quelle der Breite b im Abstand L von einem Beugungsobjekt der Breite d auch formelhaft erfassen [43]:

$$V = \left| \text{sinc} \left(\frac{d\pi b}{L\lambda_{dB}} \right) \right|$$

Mit realistischen experimentellen Parametern ($\lambda_{dB} = 2 \text{ \AA}$, Breite der Blende $b = 25 \text{ \mu m}$, Abstand Blende Stehwelle $L = 30 \text{ cm}$) wird die Breite des Bereiches, in dem zwei interferierende Punkte ein Beugungsmuster mit einer Sichtbarkeit von etwa 0.5 erzeugen 2λ (siehe Abbildung 2.6). Damit werden 5 Potentialminima kohärent ausgeleuchtet.

Zusätzlich zum ersten Spalt, der für die Kohärenz verantwortlich ist, ist experimentell noch ein zweiter Spalt notwendig, der sicherstellt, dass der Atomstrahl wesentlich schmaler ist

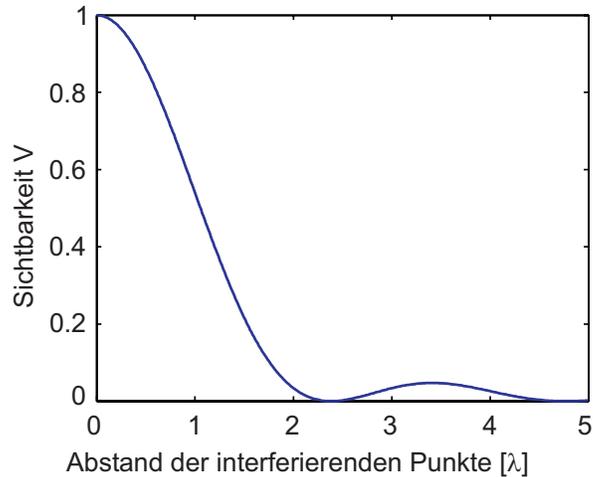


Abbildung 2.6: Sichtbarkeit des Beugungsbildes zweier Spalte, die durch eine inkohärente spaltförmige Quelle beleuchtet werden, als Funktion des Abstandes beider Spalte für realistische experimentelle Parameter.

als der Abstand benachbarter Beugungsordnungen auf dem Detektor. Wäre diese Bedingung nicht erfüllt, würden sich benachbarte Beugungsordnungen überlappen und eine Beobachtung des Interferenzbildes unmöglich machen. Dieser zweite Spalt befindet sich in einem Abstand von 25 cm vom ersten Spalt und hat eine Breite von $10 \mu\text{m}$.

longitudinale Kohärenz

Die longitudinale Kohärenz des Atomstrahls ist eng mit dessen Geschwindigkeitsprofil verknüpft. Der Strahl ist eine statistische und damit inkohärente Mischung von Atomen mit verschiedenen Geschwindigkeiten. Beugungsbilder für Atome verschiedener Geschwindigkeiten überlagern sich auf dem Detektor. Da die unterschiedlichen Geschwindigkeiten zu einem unterschiedlichem Abstand der Beugungsordnungen führen, reduziert diese Überlagerung die Sichtbarkeit. Dieser Effekt der Verbreiterung der einzelnen Beugungsordnungen wächst linear mit der Ordnung an.

Die Kohärenzlänge lässt aus der Breite der Geschwindigkeitsverteilung abschätzen.

$$L_c = \frac{\langle \lambda_{dB} \rangle^2}{\Delta \lambda_{dB}} = \lambda_{dB} \frac{v}{\Delta v}$$

Im Experiment ist $\Delta v/v$ etwa 0.2. Damit ist die longitudinale Kohärenz in der Größenordnung von $5\lambda_{dB}$ und es kann in den Beugungsbildern maximal die 5. Beugungsordnung aufgelöst werden.

Im Falle einer absorptiven Stehwelle gibt es noch einen zusätzlichen Effekt: Durch die Überlagerung der Beugungsbilder für verschiedene longitudinale Geschwindigkeiten verschieben sich die Maxima der einzelnen Ordnungen. Unterschiedliche Geschwindigkeiten wechselwirken unterschiedlich lange mit dem Lichtfeld und werden damit auch verschieden stark absorbiert.

Schnelle Atome ergeben enger beieinander liegende Beugungsordnungen und werden weniger absorbiert als langsame Atome, deren Beugungsbild aufgrund der längeren Flugzeit weiter aufgespreizt ist. Die Überlagerung verschiebt die Maxima der resultierenden Verteilung für

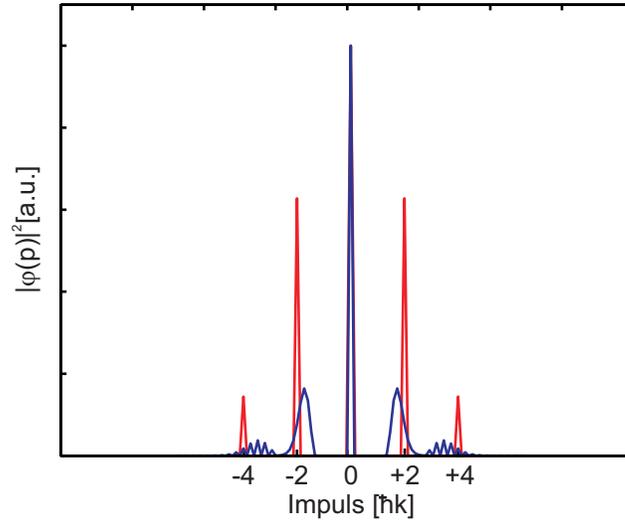


Abbildung 2.7: Vergleich eines simulierten Beugungsbildes ohne (rot) und mit (blau) Geschwindigkeitsverteilung der Atome im Strahl. Als Parameter wurden $\Omega = 0.4 \Gamma$, $T = 340/\Gamma$ und eine gaußsche Geschwindigkeitsverteilung mit einer maximalen Geschwindigkeit von 50 m/s und einer Breite von 10 m/s angenommen.

höhere Ordnungen in Richtung der Maxima des Beugungsbildes schneller Atome. Der Abstand der einzelnen Beugungsordnungen ist damit nicht mehr äquidistant. Diese Situation ist in Abbildung 2.7 zu sehen.

2.4 Spontane Emission

Bisher war in allen Überlegungen spontane Emission der angeregten Atome nur in den Grundzustand betrachtet worden. Spontane Emission zurück in den metastabilen Zustand $|m\rangle$ wurde vernachlässigt. In einer solchen Situation erhält man als Beugungsbild einen scharfen Kamm von Beugungsordnungen, die jeweils $2\hbar k$ auseinander liegen.

Da die Richtung spontan emittierter Photonen beliebig ist, kann jeder Impulsübertrag zwischen 0 und $\pm\hbar k$ transversal zum Strahl auftreten [33]. Dies führt zu einer Verbreiterung der einzelnen Beugungsordnungen und für lange Zeiten zu einem Diffusionsprozess im Impulsraum [44]. Zusätzlich zerstört dieser Prozess auch die Kohärenz zwischen den beiden Zuständen $|m\rangle$ und $|e\rangle$ und unterdrückt damit die Rabioszillationen zwischen beiden Niveaus.

Spontane Emission ist ein Grund, weshalb Experimente zur Atomoptik meist in weitverstimmtten Potentialen durchgeführt werden, da dort die spontane Emission stark vermindert ist. Eine formale Behandlung von spontanen Emissionsprozessen ist über die Zeitentwicklung der reduzierten Dichtematrix des Systems möglich, die in diesem Zusammenhang als optische Bloch-Gleichungen bezeichnet werden.

2.4.1 Simulation

Eine Betrachtung der Zeitentwicklung der Bloch-Gleichungen ist über eine numerische Simulation möglich, indem man die Zeitentwicklung eines Ensembles vieler einzelner Teilchen untersucht und über die so erhaltenen Wellenfunktionen mittelt [45].

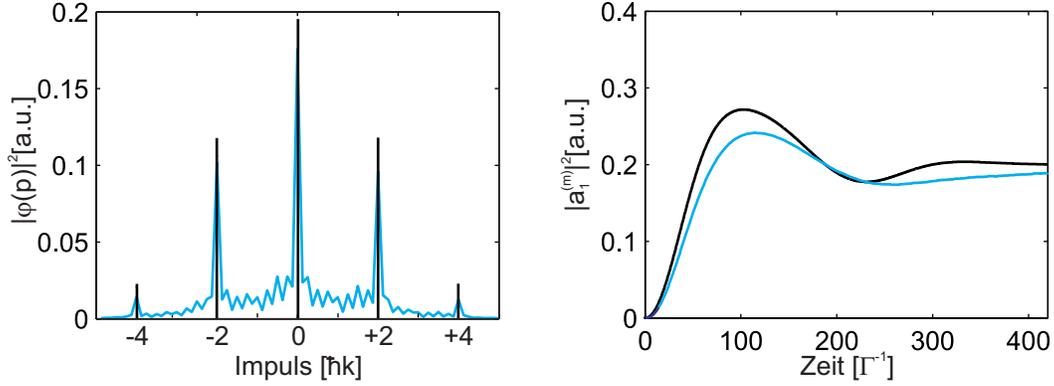


Abbildung 2.8: Vergleich der Ergebnisse der Integration der Schrödinger-Gleichung (2.18) (schwarz) und der mittels Monte-Carlo-Simulation für 10000 Atome erhaltener Resultate (blau). Die Simulationen wurden mit den gleichen Parametern ausgeführt. Rechts ist exemplarisch die Zeitentwicklung der Besetzungswahrscheinlichkeit der ersten Ordnung für den verstimmtten Fall $\Delta = \Gamma$ und $\Omega = 0.4\Gamma$ zu sehen. Unter Berücksichtigung der spontanen Emission wird die Dynamik langsamer und Oszillationen werden schwächer. Links zu sehen ist die Wahrscheinlichkeitsdichte im Impulsraum für $t = 500/\Gamma$ für den resonanten Fall mit $\Omega = 0.4\Gamma$. Die Schrödinger-Gleichung liefert einen scharfen Kamm, während die Monte-Carlo-Simulation einen Untergrund und breitere Beugungsordnungen liefert.

Dazu wird ein zusätzlicher Zerfallsterm $\Gamma_{me}/2$ des angeregten Niveaus in (2.12) eingeführt, der die Amplitude des angeregten Zustandes $|e\rangle$ reduziert. In jedem Zeitschritt dt , der sehr viel kleiner ist als Γ_{me}^{-1} , wird die Wahrscheinlichkeit emittiert zu haben $dp = \Gamma_{me} dt |a_e(t)|^2$ mit einer Zufallszahl ζ , die zwischen 0 und 1 liegt, verglichen.

Fand eine spontane Emission statt, d.h. $\zeta < dp$ wird auf den Zustand $|m\rangle$ projiziert. Ist dagegen $\zeta > dp$ fand keine Emission statt und die ursprüngliche Wellenfunktion wird beibehalten. Sie wird aber mit einem Faktor $(1 - dp)^{1/2}$ multipliziert und damit neu normiert, da die spontane Emission zu keinen Teilchenverlusten führt. Dieser Prozess von Propagation der Wellenfunktion und Gedankenmessung wird nun bis zum Zeitpunkt t_{max} wiederholt. Mittelt man jetzt über viele verschiedene solcher erhaltener Monte-Carlo-Wellenfunktionen, so entspricht dies einer Propagation der Dichtematrix, wie in [45] gezeigt wurde.

Vergleich der Ergebnisse mit und ohne spontane Emission

Diese Methode wurde von Ralf Stütze im Programmpaket MATLAB implementiert. In Abbildung 2.8 sind beispielhaft zwei Ergebnisse zu sehen. Im Falle der exakten Integration von (2.18) erhält man eine diskrete Kammstruktur der Wahrscheinlichkeitsdichte im Impulsraum. Vergleicht man dies mit den Ergebnissen der Monte-Carlo Simulation, die man mit ansonsten gleichen Parametern erhält, so sind die einzelnen Beugungsordnungen breiter und es bildet sich zwischen den Beugungsordnungen ein Untergrund aus.

Betrachtet man die Zeitentwicklung einer der Beugungsordnungen im verstimmtten Fall, so sind die Oszillationen unter Berücksichtigung der spontanen Emission weniger ausgeprägt und die Dynamik in der Bildung der Wellenpakete wird langsamer. Der Grund ist der zusätzliche spontane Zerfallskanal des angeregten Niveaus, der die kohärente Entwicklung der Bildung der Wellenpakete stört und damit verlangsamt.

2.5 Interferometrie

2.5.1 Motivation

Mit der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Betrachtung der Beugungsbilder im Fernfeld ist nur eine Aussage über die Wahrscheinlichkeitsdichte $|\varphi(k)|^2$ möglich. Um vollständige Information über die Wellenfunktion zu erhalten ist zusätzlich zum Absolutbetrag der Amplitude noch die Phase der Wellenfunktion zu ermitteln. Dies ist z.B. mit der Methode der *Quantum Beam Tomography* [46] möglich, die die Rekonstruktion der Wigner-Funktion erlaubt. Mit einem Heliumstrahl gelang es in der Vergangenheit erfolgreich Messungen der Wigner-Funktion durchzuführen [47].

Ein andere Möglichkeit im Falle von Materiewellen die Phase der Wellenfunktion zu bestimmen ist die Verwendung eines Interferometers [48, 49]. In einem Mach-Zehnder-Interferometer hängt die resultierende Ausgangsintensität von der relativen Phase zwischen den beiden Armen des Aufbaus ab. Analog kann man die relative Phase zwischen zwei benachbarten Beugungsordnungen messen, die durch eine Stehwelle erzeugt werden. Dazu führt man diese beiden Partialwellen durch eine zweites Beugungsobjekt wieder zusammen und betrachtet die daraus resultierende Intensität an den Interferometerausgängen.

Eine Aussage über den Betrag der Phase ist bei der Verwendung von optischen Stehwellen als Beugungsobjekten komplizierter als im Falle der klassischen Lichtoptik. Der Beitrag der zweiten Stehwelle auf die Amplituden und Phasen der einfallenden Wellen muss bekannt sein.

Eine solche vollständige Charakterisierung des zweiten Gitters ist im Allgemeinen nicht möglich. Man hat aber durch eine Änderung der relative Phasenlage der beiden beugenden Objekte dennoch die Möglichkeit, Aussagen über die relative Phase zwischen benachbarten Beugungsordnungen der ersten Stehwelle zu treffen.

2.5.2 Zweistrahlinterferometer

Betrachtet werden soll der Fall zweier schwacher Stehwellen (Abbildung 2.9). In beiden Stehwellen soll die Lichtintensität ausreichend gering sein, so dass nur erste und keine höheren Beugungsordnungen entstehen. Dies erlaubt für die beiden zu untersuchenden Richtungen die Beschränkung auf reine Zweistrahlinterferenz.

Fällt nun eine ebene Welle normal auf die erste Stehwelle ein, so haben die einzelnen Beugungsordnungen, die diese Stehwelle verlassen, komplexe Amplituden. Der Prozess ist symmetrisch in den Beugungsordnungen und ergibt zwischen den ± 1 . und der 0. Beugungsordnung einen relativen Phasenunterschied ϕ_1 .

Für ein beliebig kurzes absorptives Gitter ist dieser Phasenfaktor zwischen benachbarten Beugungsordnungen π (siehe Gleichung (2.16)), für ein weit verstimmtes refraktives Gitter $\pi/2$. Da unsere experimentelle Situation aber einem Gitter endlicher Länge entspricht, ist keine dieser Vereinfachung möglich.

Die zweite Stehwelle kann über einen Spiegel um Δx relativ verschoben werden. Eine solche Transformation $x \rightarrow x' = x + \Delta x$ im Ortsraum entspricht im Impulsraum ein Übergang von

$$a_n \rightarrow a'_n = a_n \exp(ink\Delta x).$$

Damit erhält die n-te Beugungsordnung einen n-fache Phasenverschiebung. Die +1. Beugungsordnung erhält die Phasenverschiebung $k\Delta x$, die -1. die zusätzliche Phase $-k\Delta x$

Mit Hilfe einer zweiten Stehwelle werden die beiden Partialwellen, die in der ersten Stehwelle entstehen, wieder zusammengeführt. Dabei wird aber wiederum eine relative Phase ϕ_2

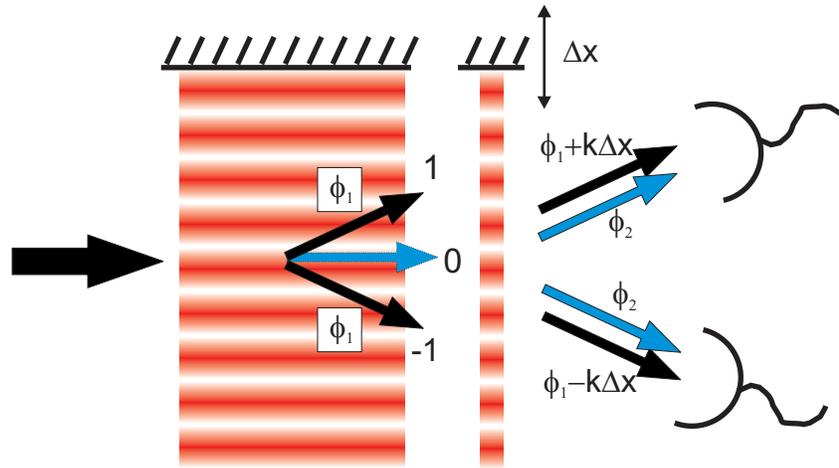


Abbildung 2.9: Interferometer aus zwei optischen Stehwellen. In der ersten Stehwelle bekommen die ersten Beugungsordnungen die Phase ϕ_1 relativ zur Nullten aufgeprägt. Die Relativbewegung der beiden Gitter Δx verursacht zusätzliche Phasen $\pm k\Delta x$ in diesen Beugungsordnungen. In diese Richtung wird mit ersten Beugungsordnungen (blau), die aus der 0. Ordnung des ersten Gitters entstehen, interferiert. Diese haben jeweils eine Phase ϕ_2 erhalten.

zwischen dem nicht gebeugten Anteil und den jetzt neu entstehenden 1. Beugungsordnungen erzeugt. Eine Abhängigkeit dieses Prozesses vom Einfallswinkel der einfallenden Welle soll vernachlässigt werden.

Für die Intensitäten in der +1. Beugungsordnung und in der -1. Beugungsordnung erhält man folgende Interferenzmuster in Abhängigkeiten von der Verschiebung Δx des Spiegels:

$$I_{+1} \propto A + B \sin^2(\phi_1 + k\Delta x - \phi_2) \quad I_{-1} \propto A + B \sin^2(\phi_1 - k\Delta x - \phi_2) \quad (2.24)$$

mit reellen Amplituden A und B . Die resultierende Intensität oszilliert in beiden Beugungsordnungen sinusförmig mit Δx . Es gibt aber eine Phasenverschiebung zwischen beiden Oszillationen, die genau zweimal der Phasendifferenz $\phi_1 - \phi_2$ entspricht. Im Allgemeinen ist das Interferenzsignal nicht voll durchmoduliert, da dies nur für den Fall zweier identischer Gitter zu erwarten ist.

Die Messung des Absolutbetrages der Phase ϕ_1 zwischen der 1. und 0. Beugungsordnungen der ersten Stehwelle ist mit dieser Methode ohne die Kenntnis des exakten Phasenbeitrages des zweiten Gitters nicht möglich. Bei konstanter zweiter Stehwelle, d.h. konstantem Beitrag ϕ_2 können aber Phasenänderungen $\delta\phi_1$ gemessen werden. So kann auch ohne Kenntnis von ϕ_2 der Einfluß verschiedener experimenteller Parameter der ersten Stehwelle auf die Phase ϕ_1 untersucht werden. Insbesondere führt eine konstante Phase ϕ_1 in der ersten Stehwelle auch zu einer konstanten Phasendifferenz zwischen beiden Interferometerausgängen.

Eine Verstimmung des zweiten Gitters ändert nichts an seiner Funktion als Beugungsobjekt. Unterschiedliche Verstimnungen ändern nur den Wert des Phasenbeitrages ϕ_2 . Experimentell hat eine Verstimmung den Vorteil, dass die Absorption verringert ist und höhere Zählraten erreicht werden.

3 Experimenteller Aufbau

Im Folgenden werden die wichtigsten Komponenten des experimentellen Aufbaus vorgestellt. Nach einer Übersicht über die Vakuumapparatur wird in Abschnitt 3.2 die Verwendung metastabiler Argons motiviert und auf die im Experiment benutzten optischen Übergänge eingegangen.

Abschnitt 3.3 widmet sich der Quelle zur Erzeugung metastabiler Argons. Danach wird in Abschnitt 3.4 das Lasersystem kurz vorgestellt, bevor in 3.5 auf den Detektor und die Verarbeitung der Daten eingegangen wird.

Für einen detaillierten Überblick über die einzelnen Schritte der atomoptischen Präparation des Argonstrahls sei auf Kapitel 4 verwiesen.

3.1 Vakuumapparatur

Um Stöße der Argonatome mit dem Hintergrundgas und untereinander zu vermeiden, muss die mittlere freie Weglänge der Argonatome über den Abmessungen unserer Apparatur liegen. Hierfür sind Vakuumbedingungen mit einem Druck unterhalb von 10^{-5} mbar notwendig.

Die Vakuumapparatur zur Erzeugung des Argonstrahls lässt sich in fünf Abschnitten gliedern, die in Abbildung 3.1 sichtbar sind. In der Quellkammer brennt die Argongasentladung

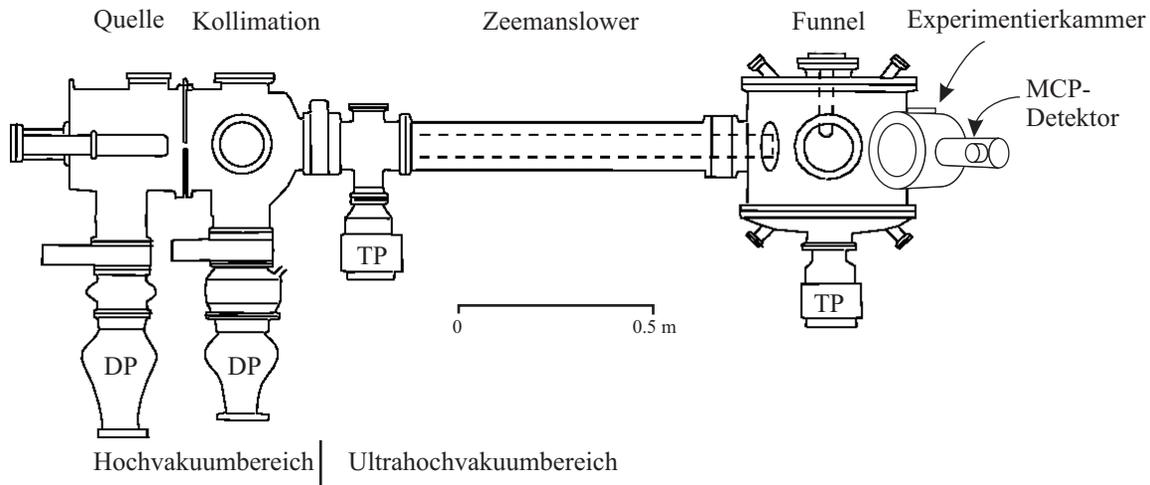


Abbildung 3.1: Schematische Seitenansicht der Vakuumapparatur. Die Diffusions- bzw. Turbomolekularpumpen sind mit DP respektive TP in der Zeichnung beschriftet. Die Experimentierkammer und das Rohr mit dem MCP- Detektor sind unter einem Winkel von 45° zur Achse des Zeemanslowers montiert. Der HV- und UHV-Bereich können zwischen der Kollimationskammer und dem Zeeman-Slower durch ein mechanisches Ventil getrennt werden.

(siehe Abschnitt 3.3) bei einem Druck von $2 \cdot 10^{-5}$ mbar. Dieser wird von einer Öldiffusionspumpe (Alcatel 2063) mit einer Saugleistung von 2350 l/s aufrecht gehalten. Eine solch hohe Saugleistung wird benötigt, da während des Betriebs der Quelle ständig Argongas über ein Nadelventil in diese Kammer einströmt. Von der zweiten Kammer ist sie über eine differentielle Pumpstufe (Durchmesser der Blende 1 mm) mit der Kollimationskammer verbunden. Diese wird von einer weiteren Öldiffusionspumpe (Alcatel Crystal162) mit einer Saugleistung von 700 l/s auf einen Druck im Bereich von 10^{-7} mbar gepumpt. Diese Diffusionspumpe hat einen Reservoirgefäß, das mit flüssigem Stickstoff gefüllt ist. An diesem kondensiert das Pumpenöl. Damit werden Verschmutzungen der in dieser Kammer eingebauten Spiegel und des UHV-Bereichs gering gehalten.

Der Ultrahochvakuumbereich ist von dem bisher beschriebenen Teil durch ein mechanisches Ventil getrennt. Dies hat den Vorteil, dass Wartungsarbeiten im Quellbereich möglich sind, ohne die ganze Apparatur belüften zu müssen. Auch muss der Quell- bzw. Kollimationsbereich nicht ständig von den Diffusionspumpen gepumpt werden, wenn keine Experimente durchgeführt werden. Aufgrund der hohen Pumpleistung der Diffusionspumpen ist der Hochvakuumteil der Anlage innerhalb weniger Minuten nach dem Öffnen der Ventile zwischen Diffusionspumpen und Kammern auf einem so niedrigen Druck, dass ein Öffnen der Verbindung zwischen HV- und UHV-Bereich möglich ist.

Der gesamte UHV-Bereich wird permanent von zwei Turbomolekularpumpen (Balzers TPU 520M, Saugleistung 300 l/s) und einer Turbodragpumpe (Balzers TPU 020, Saugleistung 18 l/s) auf einem Druck von etwa 10^{-8} mbar gehalten. Er besteht aus einem knapp einem Meter langen Flugrohr, das von außen mit der Spule des Zeeman-Slowers umwickelt ist, einer großen Kammer und der kleinen Experimentierkammer. In der großen Kammer ist der Funnel, eine zweidimensionale magneto-optische Falle, unter einem Winkel von 45° zur Achse des Zeeman-Slowers eingebaut und kühlt bzw. komprimiert den Atomstrahl in den zwei transversalen Richtungen. Durch den verkippten Einbau wird der Atomstrahl um diesen Winkel abgelenkt und eine neue Strahlrichtung definiert.

In der Experimentierkammer befindet sich der verschiebbare Spiegelaufbau für die Stehwellen, der in Abschnitt 5 beschrieben wird. Im Anschluss an die Experimentierkammer ist in 50 cm Abstand der Detektor, eine Microchannelplate, angebracht.

3.2 Metastabiles Argon

Argon hat eine Masse von 40 amu und kommt in der Natur fast isotopenrein vor. Die Verwendung von metastabilem Argon hat experimentell einige Vorteile:

- Als Edelgas geht es im Gegensatz zu den sonst oft in der Atomoptik verwendeten Alkaliatomen keine chemischen Bindungen mit dem experimentellen Aufbau ein.
- Für die Verwendung eines Atoms in der Atomoptik sind Übergänge in Wellenlängenbereichen wichtig, die technisch mit Lasern realisierbar sind. In Argon gibt es ausgehend von einem metastabilen Niveau sowohl geschlossene als auch offene Übergänge im nahen Infrarot.
- Der verwendete metastabile Zustand von Argon hat eine Lebensdauer von 38 s [50] und ist damit auf den Zeitskalen des Experimentes als stabil anzusehen.

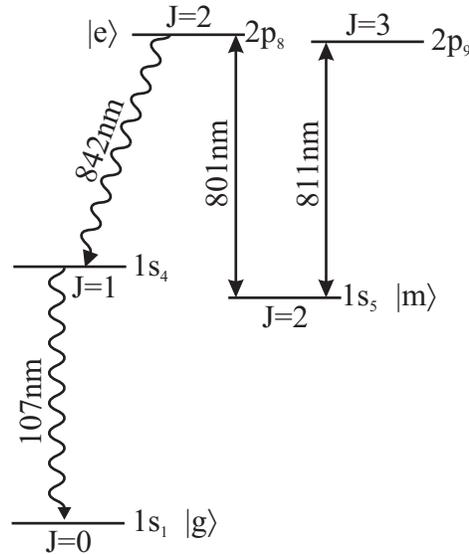


Abbildung 3.2: Ausschnitt aus dem Niveauschema von Argon mit den experimentell verwendeten Übergängen. Die Beschriftungen $|g\rangle$, $|m\rangle$ und $|e\rangle$ entsprechen den in Kapitel 2 benutzten Bezeichnungen.

- Die Verwendung von metastabilem Argon hat zusätzlich den Vorteil, dass die große innere Energie (12 eV) dieses Zustandes für einen orts aufgelösten Einzelatommachweis genutzt werden kann.

Die Elektronenkonfiguration des Grundzustandes von Argon entspricht der einer abgeschlossenen Edelgasschale $[\text{Ne}]3s^23p^6$. Metastabiles Argon entspricht der Anregung eines der Elektronen des vollbesetzten $3p$ Niveaus in einen Zustand $[\text{Ne}]3s^23p^5(n_e l)$ mit n_e der Hauptquantenzahl des Leuchtelektrons und l seinem Bahndrehimpuls. Dieses Leuchtelektron ist weit entfernt vom Rumpf und hat nur eine schwache elektromagnetische Wechselwirkung mit diesem. Die Kopplung kann durch die so genannte jl -Kopplung beschrieben werden. Dieser Kopplungsmechanismus tritt bei allen einfach angeregten Edelgasatomen mit der Ausnahme von He auf [51]. Da Argon als gg-Kern keinen Kernspin vorweist, gibt es keine Hyperfeinaufspaltung der Niveaus, was das Niveauschema erheblich reduziert.

Bei der jl -Kopplung koppeln der Bahndrehimpuls L und der Spin S der Rumpfelektronen zu dem Rumpfdrehimpuls j , der damit $1/2$ oder $3/2$ annehmen kann. Dieser Drehimpuls j koppelt mit dem Drehimpuls l des Leuchtelektrons zum Drehimpuls K . Die Spin-Bahnwechselwirkung des Leuchtelektrons splittet dann jedes der K -Niveaus in zwei J Niveaus mit $J = K \pm 1/2$ auf [51].

Die einzelnen Niveaus können in der Paschen Notation $n_e l_i(J)$ beschrieben werden, wobei i ein Index ist, der Terme mit gleichem n_e und J nach abnehmender Energie ordnet. In Abbildung 3.2 sind die zwei verwendeten Übergänge zu sehen.

- Der Übergang $1s_5 \rightarrow 2p_9$ bei einer Vakuumwellenlänge¹ von 811.5311 nm ist vollständig geschlossen. D.h. das Niveau $2p_9$ ($J = 3$) zerfällt über einen Dipolübergang nur in das Niveau $1s_5$ ($J = 2$). Damit ist dieser Übergang mit einer Linienbreite von $2\pi \times$

¹Alle Wellenlängen und Linienbreiten der Übergänge stammen aus der NIST Atomic-Spectra Database (http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd)

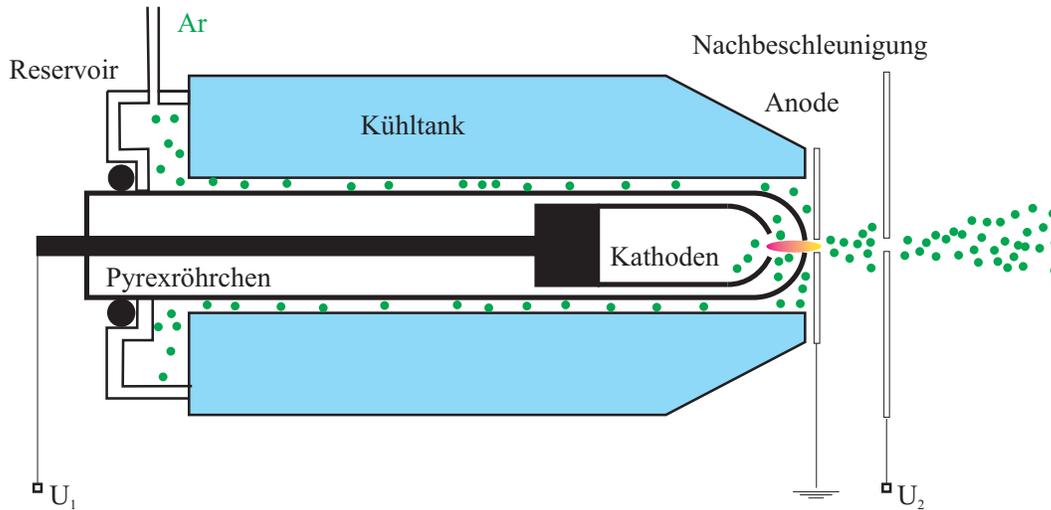


Abbildung 3.3: Quelle zur Erzeugung metastabilen Argons. Zwischen Anode und den Drahtkathoden brennt eine Gasentladung, die hochangeregte Zustände von Argon erzeugt. Bearbeitet aus [52].

5.27 MHz für Laser-Kühlmethoden geeignet, da diese viele wiederholte Anregungszyklen benötigen. Experimentell wird Licht auf diesem Übergang im Zeeman-Slower, für die Kollimation und in der 2D-MOT eingesetzt.

- Der offene Übergang $1s_5 \rightarrow 2p_8$ bei 801.4785 nm ist ein $(J = 2) \rightarrow (J = 2)$ Übergang, bei dem das angeregte Niveau $2p_8$ in das Niveau $1s_4$ übergehen kann. Dieses Niveau geht seinerseits wiederum schnell (Lebensdauer 8.4 ns) in den Grundzustand von Argon über. Der Prozess findet aber nicht vollständig statt, es gibt auch mit 32% Wahrscheinlichkeit die Möglichkeit von $2p_8$ wieder in das Niveau $1s_5$ zurückzugehen. Die Breite des angeregten Niveaus setzt sich damit aus den beiden Breiten $2\pi \times 3.42$ MHz für den Übergang in das Niveau $1s_4$ und $2\pi \times 1.48$ MHz für Prozesse zurück in das Niveau $1s_5$ zusammen. Licht auf diesem Übergang ermöglicht die Realisierung der absorptiven Stehwelle.

3.3 Argonquelle

Im Experiment wird eine Quelle verwendet, deren Aufbau auf einer Quelle für einen metastabilen Neonstrahl basiert [53]. Dabei handelt es sich um eine effusive Quelle, die auf eine geringe mittlere Geschwindigkeit der Atome optimiert wurde.

Ein effusiver Strahl entspricht einer Situation, in der die mittlere freie Weglänge der Atome groß genug ist, so dass im Bereich der Quellöffnung Stöße zwischen den Atomen vernachlässigbar sind. Zusätzlich stören die ausströmenden Atome das thermische Gleichgewicht nicht. Dann kann die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung der Atome durch die Maxwell-Boltzmann Verteilung eines idealen Gases ersetzt werden.

In der Quelle strömt Argongas durch einen schmalen Spalt zwischen einer Wand auf der Temperatur flüssigen Stickstoffs und einem Pyrexröhrchen zu einer kreisförmigen Öffnung an der Spitze dieses Röhrchens, wie es in Abbildung 3.3 zu sehen ist. Durch Stöße mit der kalten Wand wird das Gas dabei vorgekühlt. Im Innern der Pyrexröhre befinden sich vier

Schweißdrahtkathoden, die gegenüber der Anode auf -600 V liegen. Diese Anode befindet sich vor der Spitze der Pyrexröhre.

Bei einem verminderten Druck brennt zwischen diesen Elektroden eine Gasentladung. Durch eine zweite Spannung (150 V) zwischen der Anode und einer 2 cm entfernten Apertur werden die Elektronen aus dem Bereich der Gasentladung herausgezogen. Hierdurch wird die Wechselwirkungszone für die Anregung der Argonatome möglichst groß gemacht. Da hinter der Apertur der Druck wesentlich geringer ist als im Bereich der Gasentladung, ist hier auch der Verlust metastabiler Argonatome über Stöße untereinander kleiner und die effektive Erzeugungsrate metastabiler Atome wesentlich höher.

In der Gasentladungszone und außerhalb entstehen durch Stöße mit Elektronen hochangeregte Zustände Argons, die in die metastabilen Zustände $1s_3$ und $1s_5$ zerfallen. Zusätzlich entstehen dabei Photonen im Ultravioletten.

Der Fluss metastabiler Atome hängt stark vom Druck in der Gasentladungszone ab. Durch eine Verringerung des Druckes erhöht sich die mittlere freie Weglänge und mehr metastabile Atome werden erzeugt. Allerdings wird die Quelle bei zu geringem Druck instabil und die Gasentladung flackert nur noch. Experimentell liegt ein guter Wert für den Betrieb der Quelle bei einem Druck von $2 \cdot 10^{-5}$ mbar. Dies ist jedoch ein Wert für den Druck in der Kammer; der Druck im Bereich der Gasentladung liegt höher.

3.4 Lasersystem

Im Experiment werden zwei Laser mit Wellenlängen von 801 nm bzw. 811 nm verwendet, die hier kurz vorgestellt werden sollen. Beide Laser mit ihren jeweiligen Spektroskopiezellen befinden sich auf einem schwingungsgedämpften optischen Tisch. Für einen Überblick über den gesamten optischen Aufbau sei auf Kapitel 4 verwiesen.

- Ein Tapered Amplifier Laser der Firma Toptica (TA100) mit einer optischen Ausgangsleistung von bis zu 500 mW: Er stellt alles Licht für die Präparation des Argonstrahls zur Verfügung. Stabilisiert wird über Spektroskopie an einer Argon-Gasentladungszelle auf den geschlossenen Übergang $1s_5 \rightarrow 2p_9$ bei 811.531 nm. Der Laser besteht aus zwei Komponenten: einem gitterstabilisierten Diodenlaser (DL100) mit einer Ausgangsleistung von 35 mW und einem Verstärkerchip. Die Mode des Diodenlasers wird nach dem Durchgang durch einen optischen Isolator in diesen Verstärkerchip eingekoppelt und dort single pass verstärkt. Die Frequenz wird über das Gitter des DL100 geändert, das über ein Piezoelement verkippt werden kann.
- Ein gitterstabilisierter Diodenlaser mit einer Ausgangsleistung von 8mW: Dabei handelt es sich um einen Eigenbau, der analog zum kommerziellen DL 100 funktioniert. Auch hier erfolgt die Stabilisierung wieder mit Hilfe einer Gasentladungszelle, jetzt aber auf den offenen Übergang $1s_5 \rightarrow 2p_8$. Die Linienbreite des Lasers liegt im Bereich weniger MHz. Das Licht dieses Lasers findet seine Anwendung in der absorptiven Stehwelle.

3.4.1 Stabilisierung und Verstimmung

Um Laserkühlmethoden effektiv durchführen zu können und um auch kleine Verstimmungen des absorptiven Lichts zu vermeiden, müssen beide Laser bis auf einen Bruchteil der natürlichen Linienbreite auf die Frequenz des jeweiligen Übergangs stabilisiert werden. Hierzu setzt

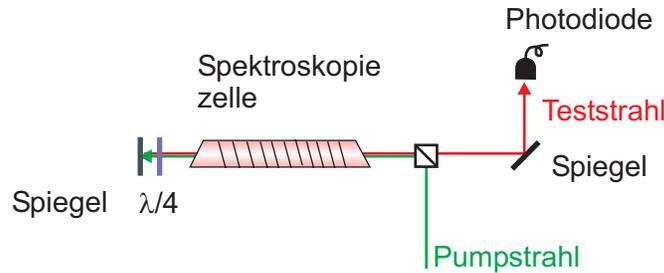


Abbildung 3.4: Aufbau zur dopplerfreien Sättigungsspektroskopie. Pump- und Teststrahl durchlaufen eine Glaszelle, in der sich metastabiles Argon befindet. Der Strahlteiler trennt beide Strahlen und die Transmission des Teststrahls wird auf einer Photodiode gemessen.

man die Methode der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie ein. Der verwendete Aufbau ist in Abbildung 3.4 zu sehen.

In einer mit Argongas gefüllten Glaszelle wird über eine Radiofrequenz-Spule bei einem Druck von etwa 0.1 mbar eine Gasentladung gezündet. Damit werden ein Teil der Argonatome in die metastabilen Zustände angeregt. Ein Pumpstrahl wird durch die Zelle geschickt und sättigt den Übergang, falls er mit diesem in Resonanz ist. Mit einem gegenläufigen Teststrahl wird anhand der Transmission des Lichtes der Grad der Sättigung gemessen. Variiert man die Frequenz des Laserlichtes erhält man im Zentrum des breiten dopplerverbreiterten Absorptionssignals einen kleinen Peak, den so genannten *Lamb dip*. Die Breite dieses Peaks entspricht der sättigungsverbreiterten Linie und ist damit wesentlich schmäler als die Dopplerverbreiterung. Für weitere Details sei auf das Lehrbuch von Demtröder verwiesen [54].

Über eine Strommodulation des Lasers, die einer Frequenzmodulation entspricht, kann mit Hilfe eines Lock-In Verstärkers die erste Ableitung dieses Transmissionssignals erhalten werden. Diese dient dann als Regelsignal für einen PID-Regler, der über ein Piezoelement das Gitter des Diodenlasers verkippen kann. Der Nullpunkt der Ableitung fällt mit der Spitze des Lamb dips zusammen.

Im Strahlengang zu den Zellen befinden sich je zwei akusto-optische Modulatoren (AOM). Diese ermöglichen es an jedem der Laser die relative Verstimmung des Lichtes zum Übergang im Bereich von MHz zu verändern. Im Kristall eines AOM wird durch ein Piezoelement eine laufende Schallwelle erzeugt. An der entstehenden Dichtemodulation wird unter dem Braggwinkel gebeugt. Da es sich dabei um die Beugung an einem bewegten Objekt handelt, erhält der gebeugte Strahl eine Dopplerverschiebung, die betragsmäßig genau der Anregungsfrequenz des Kristalls entspricht. Dabei hängt das Vorzeichen der Verschiebung von der relativen Orientierung des einfallenden Strahls zur Laufrichtung der Schallwelle im Kristall ab.

Zwei der AOM sind notwendig, da nur um kleine Frequenzen im Bereich von einigen MHz verschoben wird. Da der Beugungswinkel von der Anregungsfrequenz des Kristalls abhängt, ist erst ab einer Frequenz von etwa 60-80MHz eine Trennung von gebeugtem und ungebeugtem Strahl möglich. Zur Erzeugung kleinerer Frequenzen kombiniert man zwei AOM, die die Frequenz in entgegengesetzte Richtungen verschieben, und erhält so die Differenz beider Frequenzen. Der Aufbau aus Laser, zwei AOM und Spektroskopiezelle ist im linken Teil der Abbildung 4.1 zu sehen.

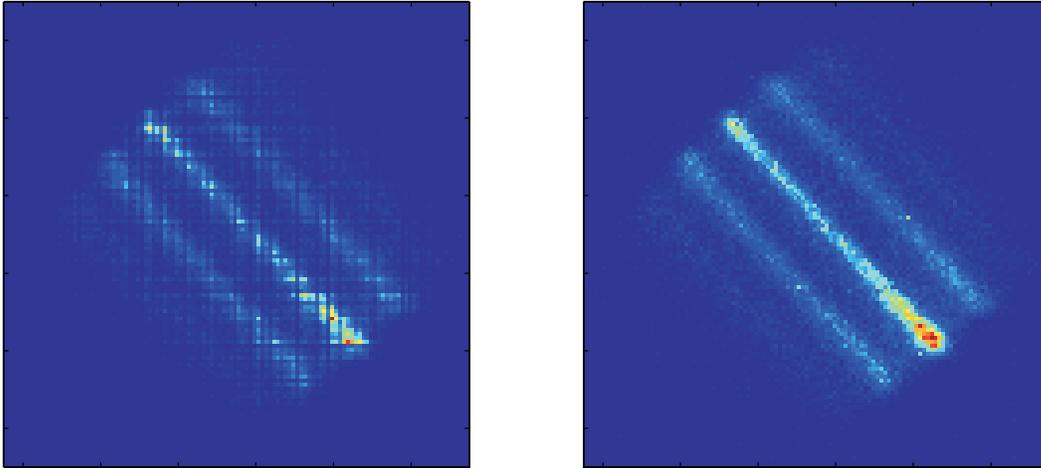


Abbildung 3.5: Links ist die Aufnahme eines Beugungsbildes zu sehen. Rechts das gleiche Bild nach Division durch das Referenzbild. Es ist auch erkennbar, dass das Intensitätsprofil des Strahls entlang des Spaltes (Länge 4 mm) nicht ganz homogen ist.

3.5 Detektion und Datenverarbeitung

Wie in Abschnitt 3.3 erwähnt, entstehen in der Quelle nicht nur Atome im metastabilen Zustand $1s_5$, sondern auch Atome im Zustand $1s_3$ und UV-Photonen. Diese können beide aufgrund ihrer Energie prinzipiell auch Zählereignisse auf dem Detektor auslösen. Da der Aufbau des Funnels den Strahl ablenkt und Atome in $1s_3$ nicht durch Licht der Wellenlänge von 811 nm beeinflusst werden, befinden sich in der Strahlrichtung nur noch $1s_5$ Atome, was den Untergrund des Signals auf die Dunkelzählrate des Detektors von etwa ein Zählereignis pro Sekunde reduziert.

Nach der Wechselwirkungszone mit der Stehwelle folgt eine freie Flugstrecke von 50 cm. Dies ist notwendig, damit die einzelnen Beugungsordnungen getrennt detektiert werden können. Der Ablenkungswinkel zwischen den einzelnen Beugungsordnungen beträgt etwa 0.5 mrad und eine entsprechend lange Strecke ist notwendig, um eine ausreichende räumliche Trennung zu erreichen.

Das Detektionssystem besteht aus zwei Multichannelplates (MCP, Quantar Technologies) und einer Widerstandsanode (RAE, Quantar Technologies). Metastabile Argonatome haben ausreichend innere Energie (ca. 12 eV) um auf der ersten MCP Elektronen auszulösen. Diese werden in den einzelnen feinen Kanälen des Detektors vervielfacht, treffen auf eine zweite MCP, werden dort nochmals vervielfacht, und treffen danach auf die Widerstandsanode. Die Anode liefert das Positionssignal des Zählereignisses. Das analoge Positionssignal wird in einem schnellen Analog-Digital-Wandler digitalisiert.

Dieser Prozess findet für die beide senkrechten Achsen des Detektors getrennt statt und führt zu dem Problem, dass die Gewichtung der einzelnen Spalten bzw. Zeilen nicht gleich ist. Zusätzlich nimmt mit der Zeit die Empfindlichkeit der einzelnen MCP-Kanäle mit ihrer Beanspruchung ab. Es entstehen Bereiche, in denen die Detektionseffizienz stark reduziert ist.

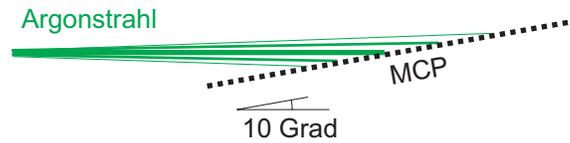


Abbildung 3.6: Position der Multichannelplatte zum Strahl. Durch ein Verkippen des Detektors relativ zur Strahlrichtung kann ein Faktor $1/\sin(10^\circ) = 5.7$ in der Auflösung gewonnen werden

Korrigiert werden diese beiden Probleme durch die Aufnahme eines Referenzbildes. Dazu wird die MCP durch den uncollimierten Atomstrahl möglichst homogen ausgeleuchtet. Eine solche Aufnahme spiegelt die unterschiedliche Empfindlichkeit der Spalten bzw. Zeilen wider. Experimentell erhaltene Beugungsbilder werden dann mit Hilfe des Programmes MATLAB durch dieses Referenzbild geteilt. Beispielhaft ist dies in Abbildung 3.5 zu sehen.

Der Detektor verfügt über eine Auflösung von 256×256 Punkten auf einer Fläche von 2.54×2.54 cm. Um die Ortsauflösung zu erhöhen wurde die MCP unter einem kleinen Winkel von 10° zum Strahl eingebaut, wie es in Abbildung 3.6 zu sehen ist. Hierdurch gewinnt man einen geometrischen Faktor von $1/\sin(10^\circ)$ in der Breite der Pixel und reduziert diese damit auf eine effektive Breite von $17 \mu\text{m}$. Damit sind die Maxima der einzelnen Beugungsordnungen um 16 Pixel voneinander getrennt.

Durch einen bauartbedingten etwas verdrehten Einbau des Detektors fallen weder die Zeilen noch die Spalten des Detektors mit den Achsen des Spaltbildes auf der MCP zusammen. Die Beugungsbilder erscheinen um einen Winkel von 42.5° zur Vertikalen verdreht auf dem Detektor. Dies wird bei der Analyse der Daten durch eine Rotation des Bildes um diesen Winkel ausgeglichen. Nach einer solchen Rotation entsprechen die einzelnen Zeilen der Matrix Schnitten durch das Beugungsbild. Die maximale Zählrate des Detektors ist durch die Analog-Digital-Wandler begrenzt, die bis 100 000 cts./sec. zuverlässig arbeiten.

Das Experiment wird über einen PC mit Hilfe des Programms LABVIEW gesteuert. Die Aufnahme der Daten erfolgt über eine digitale IO-Karte (National Instruments). Diese ist mit dem Positionanalyser (Quantar Technologies 2502) verbunden und ermöglicht das direkte Einlesen der Koordinaten der einzelnen Zählereignisse.

Zur Steuerung des Spiegelaufbaus, der in Kapitel 5 besprochen wird, kann über eine analoge Karte (National Instruments) die Spannung an die Flexure zur Spiegelbewegung relativ zum Strahl vorgegeben werden. Zusätzlich gibt es die Möglichkeit über die serielle Schnittstelle des PCs das Steuergerät Oriol Encoder Mike für die Bewegung der verschiedenen Gleichstrommotoren anzusprechen.

4 Präparation des Argonstrahls

Zur Realisierung eines intensiven und transversal kalten Atomstrahls stehen die in den 80er Jahren entwickelten Methoden der Laserkühlung zur Verfügung. Nach einer kurzen Schilderung des Grundaufbaus der Optik wird in diesem Kapitel auf die einzelnen Verfahren genauer eingegangen.

Die optischen Komponenten, die zur Erzeugung des Atomstrahls verwendet werden, sind in Abbildung 4.1 zu sehen. Das Licht des Tapered Amplifiers wird über eine polarisationserhaltende single mode Glasfaser (Schäfter+Kirchhoff) von einem optischen Tisch zur Vakuumapparatur gebracht. Auf dem optischen Tisch befinden sich die Laser und die Spektroskopiezellen. Nach der Glasfaser hat man etwa 180 mW Lichtleistung zur Verfügung.

In dem optischen Aufbau direkt neben der Vakuumapparatur wird das Licht mit Hilfe von zwei akusto-optischen Modulatoren (AOM) in drei Strahlen unterschiedlicher Frequenz für Kollimation, Zeeman Slower und Funnel aufgeteilt. Dabei gelingt es durch die Verwendung aller an den AOM erzeugten Beugungsordnungen möglichst wenig Laserleistung zu verlieren. Die Frequenz des Tapered Amplifiers ist, wie in Abschnitt 3.4.1 beschrieben, über eine Spektroskopiezelle und zwei AOM einstellbar.

Die drei einzelnen Strahlen werden nach den AOM über eine Reihe von Teleskopen auf den jeweils benötigten Strahldurchmesser und -form gebracht. Dann werden sie über Fenster in der Vakuumapparatur auf den Atomstrahl gerichtet. Im Folgenden soll ein Überblick über die einzelnen Präparationsschritte gegeben werden und zwar in der Reihenfolge, wie sie entlang des Atomstrahls aufeinander folgen.

4.1 Kollimation

Um die Divergenz des Atomstrahls nach der Quelle zu verringern, kann man ihn mit Hilfe von Laserkühlmethoden kollimieren. Dazu wird in einem ersten Schritt die transversale Geschwindigkeitskomponente der Atome durch Dopplerkühlung reduziert. Atome mit einer Geschwindigkeit \mathbf{v} sehen die effektive Verstimmung

$$\Delta_{\text{eff}} = \Delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}, \quad (4.1)$$

wenn Δ die Verstimmung des Laserlichtes gegenüber dem atomaren Übergang ist und \mathbf{k} dessen Wellenvektor.

Für eine Geschwindigkeitskomponente $v_{\parallel} = \Delta/k$ in \mathbf{k} -Richtung sind die Atome mit dem Licht resonant und Photonen mit Impuls $\hbar\mathbf{k}$ werden absorbiert. Da die nachfolgende spontane Emission ungerichtet erfolgt, bleibt über mehrere Absorptions-spontane Emissions-Zyklen ein Nettoimpulsübertrag in \mathbf{k} -Richtung übrig.

Um möglichst effektiv zu kollimieren ist die Idee, die Verstimmung des Laserlichtes entlang der Wechselwirkungsstrecke zu verändern. Dabei möchte man eine große Verstimmung zur Kompensation großer Transversalgeschwindigkeit im Anfangsbereich des Kollimators erreichen und kleine Verstimmungen für kleine Transversalgeschwindigkeiten am Ende des Kollimators.

4 Präparation des Argonstrahls

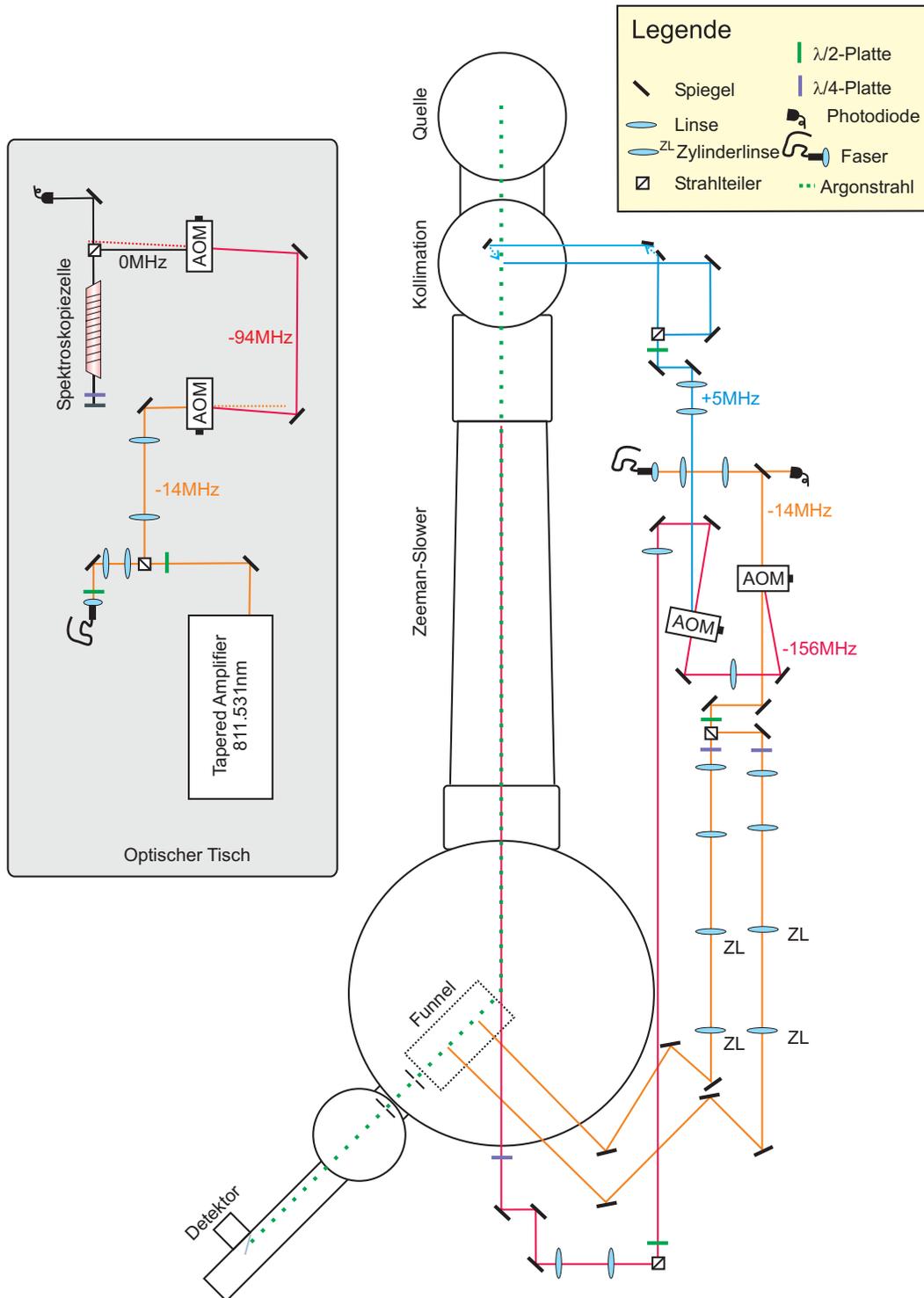


Abbildung 4.1: Aufsicht auf die Vakuumanlage mit dem Laser und die Optik für die Atomstrahlpräparation

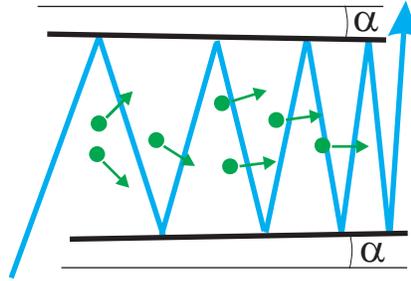


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau der Kollimation. Durch zwei um den Winkel α zur Strahlachse verkippte Spiegel ist es möglich den Einfallswinkel und damit die Verstimmung des Lichtes auf die Atome entlang der Flugstrecke zu variieren.

Nach (4.1) kann man eine solche Variation des Detunings durch ein Veränderung der Richtung des \mathbf{k} -Vektors relativ zur Strahlrichtung entlang der Wechselwirkungsstrecke erzeugen. Dies lässt sich unter anderem durch die Verwendung von zwei verkippten Spiegeln realisieren. Dies Situation entspricht der Realisierung im Experiment und ist in Abbildung 4.2 skizziert.

Sind beide Spiegel um einen Winkel α gegenüber der Strahlachse verkippt, so hat der Lichtstrahl nach N Reflektionen seinen Einfallswinkel zum Atomstrahl um $2N\alpha$ verringert. Damit kann man die von der transversalen Geschwindigkeitskomponente der Atome gesehene Dopplerverschiebung kontinuierlich reduzieren. [55]

Im Experiment werden bei einer Spiegellänge von 10 cm die Laserstrahlen etwa 30 mal reflektiert, was eine sehr effektive Ausnutzung der Lichtintensität mit sich bringt. Um eine Kollimation in mehr als einer Dimension zu erreichen, wird im Experiment durch zwei Spiegelpaare kollimiert, eines in der horizontalen und eines in der vertikalen Ebene. Bei einer blauen Verstimmung von 5 MHz gegenüber der Resonanz und einer Lichtleistung von etwa 15 mW führt der Kollimator zu einer 100fachen Flussüberhöhung. Eine blaue Verstimmung ist notwendig, da die \mathbf{k} -Vektoren in Strahlrichtung verkippt sind.

4.2 Zeeman-Slower

Um Quanteneffekte beobachtbar zu machen und um für nachfolgende Experimente lange Wechselwirkungszeiten erreichen zu können, ist es von Interesse, die longitudinale Geschwindigkeit des Atomstrahls stark zu reduzieren. Von der mittleren Geschwindigkeit der gekühlten Quelle im Bereich von 310 m/s müssen die Atome um einen Faktor von 5-10 abgebremst werden.

Wie in der Kollimation wird wieder der Dopplereffekt ausgenutzt. Dazu wird ein rotverstimmt Laserstrahl mit dem entgegenlaufenden Atomstrahl in Überlapp gebracht. Die Abbremsung erfolgt sehr effektiv (maximale negative Beschleunigung $\propto 10^5$ m/s²), so dass bereits nach mehreren Absorptions-Emissions-Zyklen die Resonanzbedingung für die Absorption verletzt wird.

Eine der Möglichkeiten, die Resonanzbedingung entlang der Flugstrecke aufrechtzuhalten ist der Zeeman-Slower, der erstmals 1982 experimentell realisiert wurde [56]. Hierbei wird unter Ausnutzung der anomalen Zeemanverschiebung entlang der Flugstrecke ein externes Magnetfeld variiert und der Niveauabstand des Überganges so nachgeführt, dass die Resonanzbedingung überall gilt. Um ausgehend von einer Geschwindigkeit v_0 eine konstante

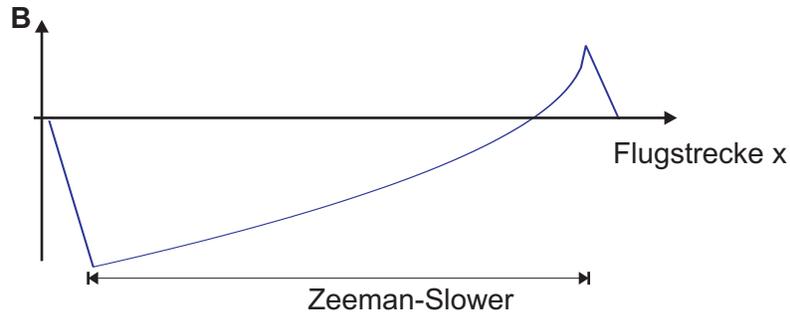


Abbildung 4.3: Schematischer Verlauf des B-Feldes entlang der Flugstrecke für den verwendeten σ_{\pm} -Zeeman-Slower

Beschleunigung a entlang der Verzögerungsstrecke x zu erhalten, muss die Magnetfeldstärke sich mit x wie folgt ändern:

$$B(x) \propto \Delta + k \cdot v_0 \sqrt{1 - \frac{2a}{v_0^2} x}$$

Je nach Laserverstimmung Δ sind andere Spulenkonfigurationen notwendig um diese Variation zu erreichen.

Experimentell ist es von Vorteil, mit einem weit verstimmtten Laserstrahl zu arbeiten, damit das Laserlicht außerhalb der Zeemanspule den Atomstrahl nicht mehr beeinflusst. Besonders im Bereich des direkt anschließenden Funnels möchte man resonantes Licht vermeiden. Dies erzwingt aber ein großes Magnetfeld am Ende der Spule. Gleichzeitig möchte man das Magnetfeld am Ende der Spule klein halten, um die folgende Experimente möglichst wenig durch Streufelder zu beeinflussen.

Der im Experiment verwendete Zeeman-Slower ist ein so genannter σ_{\pm} -Slower, ein Kompromiss aus beiden Forderungen. Dieser Zeeman-Slower setzt aus zwei Spulen zusammen, die so gewickelt sind, dass sich entlang der Strahlachse das Vorzeichen der Richtung des B-Feldes ändert. Das Magnetfeld variiert von etwa -280 G im Bereich des Eintritts der Atome in die Spulen über einen Nulldurchgang zwischen den beiden Spulen bis zu einem Wert von etwa +110 G am Ende der zweiten Spule des Zeeman-Slowers. Der Verlauf ist schematisch in Abbildung 4.3 zu sehen. Mit dieser Konfiguration kann mit einer weiten Rotverstimmung des Laserlichtes von 156 MHz gearbeitet werden und die magnetischen Streufelder am Ende der zweiten Spule sind relativ klein.

In Konstanz wurden mittlere Geschwindigkeiten des Atomstrahls um 50 m/s erreicht. Seit der Neujustage der Optik in Heidelberg ist der Strahl schneller und seine mittlere Geschwindigkeit nach dem Zeeman-Slower ist im Bereich von 70 m/s. Eine direkte Messung der Strahlgeschwindigkeit in diesem Bereich ist momentan nicht möglich, da ein an dieser Stelle eingebautes Channeltron nur sehr eingeschränkt funktionsfähig ist. Obige Abschätzung der longitudinalen Geschwindigkeit des Strahls nach dem Zeeman-Slower ist aber aus Messungen der Endgeschwindigkeit der Atome nach dem Funnel möglich.

Durch eine Optimierung des Verlaufs des Magnetfeldes entlang des Zeeman-Slowers und des Durchmessers bzw. der Form des Intensitätsprofils des Lichtstrahls, der im Zeeman-Slower verwendet wird, sollte es aber möglich sein, den Zeeman-Slower wieder auf eine geringere Geschwindigkeit der Atome zu optimieren.

Inhomogene Intensitätsprofile in den Strahlen sind der Nachteil des kompakten Aufbaus mit nur zwei AOMs, wie er zu Beginn dieses Kapitels geschildert wurde. Es ist experimentell schwierig, an einem AOM sowohl für den ungebeugten, als auch für den frequenzverschobenen Strahl ein ideales Gaußprofil zu erhalten. Besonders bei aufgeweiteten Strahlen wie dem Zeemanstrahl werden Inhomogenitäten im Modenprofil sichtbar.

4.3 Funnel

Um die Kohärenz des Atomstrahls sicherzustellen, muss der Strahldurchmesser und dessen Divergenz auf atomoptischem Wege weiter verringert werden. Der Atomstrahl nach dem Zeeman-Slower hat einen relativ großen Durchmesser, da er durch die ungerichteten Impulsüberträge der spontanen Emission aufgeweitet wird. Eine Kompression des Strahls kann man mit einer zweidimensionalen magneto-optischen Falle (2D-MOT) erreichen, wie 1990 erstmals an einem Natriumstrahl gezeigt wurde [57].

Das Grundprinzip einer magneto-optischen Falle ist eine *optical molasse* in Überlagerung mit einem inhomogenen Magnetfeld. Eine *optical molasse* entspricht der Situation in der Kollimation: Werden zwei Laserstrahlen der selben Polarisation, Intensität und Frequenz gegeneinander gerichtet, so erfahren Atome eine geschwindigkeitsabhängige Kraft, deren Vorzeichen von der Verstimmung des Lichtes abhängt.

Der Grund ist die unterschiedliche Dopplerverschiebung der Frequenz beider Lichtstrahlen im mitbewegten System des Atoms. Für rotverstimmte Lichtstrahlen führt dies zu einer Verringerung der Geschwindigkeit der Atome, erzeugt aber noch keine Kompression der Atome im Ortsraum. Erst durch die Überlagerung mit einem Magnetfeldgradienten kann dies erreicht werden.

Aufgrund der unterschiedlichen g -Faktoren von Grund- und angeregtem Zustand führt ein Magnetfeld zu einer Verschiebung der Energieniveaus, die einen Frequenzunterschied zwischen $\sigma+$ und $\sigma-$ Übergängen zur Folge hat. Wählt man nun die Polarisation und Verstimmung der beiden Lichtstrahlen richtig, so kann man eine Situation erzeugen, in der die Atome bei einer Bewegung aus dem Nullpunkt des Magnetfeldes, immer Photonen aus dem ihnen entgegengerichteten Strahl absorbieren und so eine rücktreibende Kraft in Richtung des Nulldurchgangs des Magnetfeldes erfahren.

Der Funnel besteht aus einer zweidimensionalen MOT. D.h. das oben geschilderte Verfahren wird in zwei Raumrichtungen angewendet. In zwei Richtungen wird ein Magnetfeldgradient aufrechterhalten und mit $\sigma+$ -Licht gekühlt. Die feldfreie Region ist in diesem Falle eine Ge-

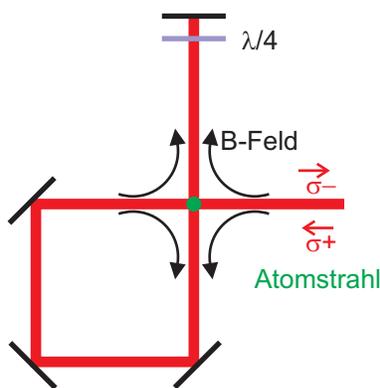


Abbildung 4.4: Schematischer Aufbau des Funnel. Die Polarisationskonfiguration $\sigma+$, $\sigma-$ des Strahls wird durch den zweimaligen Durchgang durch ein $\lambda/4$ -Plättchen sichergestellt.

rade, die damit die Strahlrichtung definiert. Unser Aufbau zeichnet sich durch die effektive Ausnutzung der Lichtleistung aus und beruht auf einem Funnel für einen Neonstrahl [58]. Die vier Lichtstrahlen, die für die zweidimensionale Komprimierung notwendigen sind, werden alle durch die mehrfache Reflektion eines einzigen Strahls erzeugt. Der schematische Aufbau dieser Spiegel ist in Abbildung 4.4 zu sehen.

Da in unserem Setup der Funnel unter einem Winkel von 45° zur Achse des Zeeman-Slowers eingebaut ist, wird auch die Geschwindigkeit in Strahlrichtung um einen Faktor $1/\sqrt{2}$ verringert. Der Funnel wurde in der Diplomarbeit von M. Störzer realisiert und charakterisiert [52]. Die Magnetfelder werden durch Permanentmagnete erzeugt und die Stärke der Magnetfelder nimmt entlang der Flugstrecke zu. Der Einfangbereich hat relativ geringe Magnetfeldstärken und damit auch -gradienten. Dies ermöglicht den Einfang von vielen Atomen, während das Ende des Funnels mit starken Magnetfeldgradienten einen hohen Kompressionsgrad des Strahls sicherstellt. Das im Experiment verwendete Laserlicht ist um 14 MHz rotverstimmt und wird in zwei getrennten Strahlen in den Funnel geschickt. Die Aufteilung in zwei Strahlen ermöglicht eine bessere Optimierung des Funnels, da die Laserleistung im Einfangbereich und im anschließenden Kompressionsteil unabhängig voneinander eingestellt werden können.

4.4 Spalte und Stern-Gerlach-Feld

Durch absorptive Kollimation kann die räumliche Kohärenz des Strahls weiter verbessert werden. Hierzu wird die Divergenz des Strahls in der horizontalen Ebene durch zwei parallele Spalte weiter eingeschränkt. Da dieser Prozess mit großen Verlusten von Atomen einhergeht, muss der Atomstrahl vor diesen Spalten eine entsprechend hohe Intensität haben.

Direkt nach dem Funnel befindet sich ein $25\ \mu\text{m}$ breiter Spalt und von diesem 25 cm entfernt ein zweiter Spalt (Piezosysteme Jena, PZS2). Die Breite des zweiten Spalts ist variabel und kann über einen Piezoelement und einen geeichten Dehnmessstreifen in Verbindung mit dem dazugehörigen Controller (Piezosysteme Jena, NV 40/1CL) reproduzierbar zwischen 0 und $40\ \mu\text{m}$ auf $0.1\ \mu\text{m}$ genau eingestellt werden. Als guter Kompromiss zwischen Zählrate und transversaler Geschwindigkeit bietet sich eine Breite von $10\ \mu\text{m}$ an. Man erreicht Zählraten von 100 000 Atomen/s.

Durch rein geometrische Überlegungen, wie sie in Abbildung 4.5 angedeutet sind, kann man aus der Spaltkonfiguration mit einem zweiten Spalt der Breite $10\ \mu\text{m}$ die Strahldivergenz auf $70\ \mu\text{rad}$ abschätzen, was einer maximalen transversalen Geschwindigkeit von

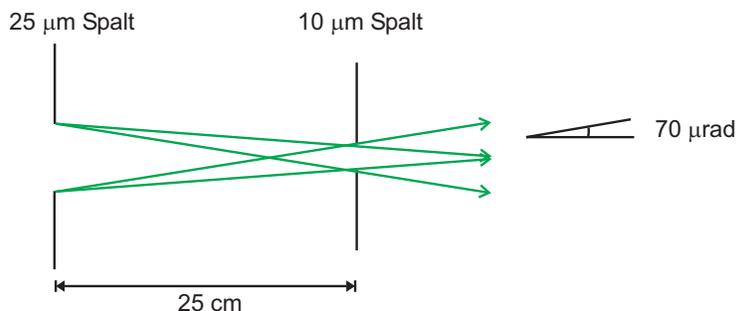


Abbildung 4.5: Die maximale Strahldivergenz ist durch die Geometrie der beiden Spalte vorgegeben.

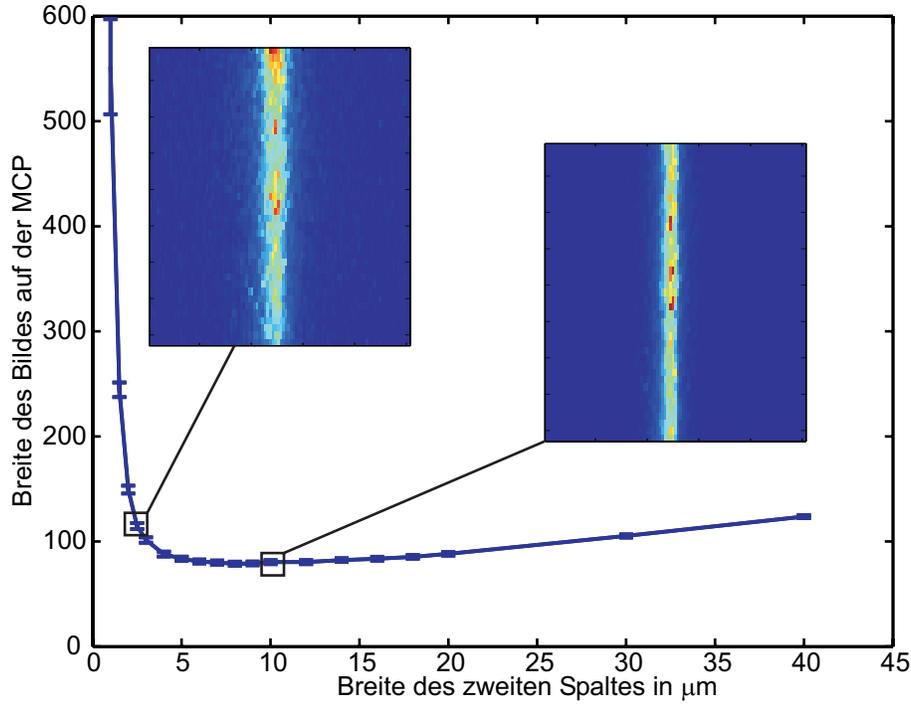


Abbildung 4.6: Beugung von Materiewellen aus metastabilem Argon am Spalt. Wird die Breite des Spalts unter $10 \mu\text{m}$ verringert treten Beugungseffekte auf. Die Breite des Atomstrahls auf der MCP wurden durch das Anpassen eines Gaußprofils an die Daten ermittelt.

$0.28 v_{recoil}$ entspricht. v_{recoil} ist die Geschwindigkeit, die ein ruhendes Atom durch die Absorption eines Photons erhält. Im Falle von Argon sind dies 1.25 cm/sec . Damit liegt in diese Richtung die transversale Temperatur des Strahls wesentlich unterhalb der *Recoiltemperatur* $T_r = (\hbar k)^2 / 2Mk_B$ von $0.727 \mu\text{K}$ für Argon. Das Erreichen einer solchen Temperatur ist nur durch reine Laserkühlmethoden ist nicht trivial.

Eine weitere Verringerung der Spaltbreite des zweiten Spalts ergibt keinen weitere Reduzierung der Geschwindigkeitskomponente in transversaler Richtung, da dann Beugungseffekte an diesem Spalt auftreten. Wie man in Abbildung 4.6 erkennt treten unterhalb von $10 \mu\text{m}$ Spaltbreite die ersten Beugungseffekte am Spalt auf.

Analog zu den Bemerkungen in Abschnitt 2.3.1 ist eine solch geringe Transversalgeschwindigkeit auch die Voraussetzung die einzelnen Beugungsordnungen auf dem Detektor auflösen zu können, die sich in der Transversalgeschwindigkeit um jeweils $2 v_{recoil}$ voneinander unterscheiden.

Um ein bessere Kontrolle der Wechselwirkung zwischen Lichtfeld und Atomen zu ermöglichen wurden zwei Permanentmagnete außerhalb der Kammer angebracht. Sie erfüllen zwei Funktionen:

- Durch die Magnete wirkt ein Magnetfeldgradient senkrecht zum Strahl und lenkt wie im historischen Stern-Gerlach-Experiment die verschiedenen magnetischen Unterzustände des $J=2$ -Zustandes $|m\rangle$ unterschiedlich ab, so dass der Detektor nur von Atomen mit $m_j=0$ erreicht wird.

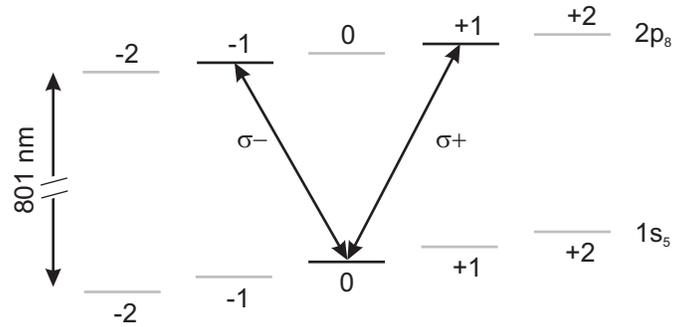


Abbildung 4.7: Der Übergang $1s_5 \leftrightarrow 2p_8$ im Magnetfeld. Ausgehend von $m_j = 0$ des Niveaus $1s_5$ wird durch zirkular polarisiertes Licht nur jeweils ein Übergang getrieben, solange man optisches Pumpen in höhere m_J -Niveaus vernachlässigen kann.

- Zusätzlich wird durch das Magnetfeld im Bereich der Wechselwirkung eine Quantisierungsachse definiert, die so gewählt ist, dass sie mit der \mathbf{k} -Richtung der Stehwelle zusammenfällt.

Strahlt man jetzt zirkular polarisiertes Licht ein und beachtet, dass nach dem ersten Punkt nur Atome in $|m\rangle$ mit $m_J = 0$ den Detektor erreichen, so entspricht dies einer Situation, in der nur noch einer der Übergänge zwischen $m_j^{(m)} = 0$ und $m_j^{(e)} = \pm 1$ getrieben wird. Diese Situation ist in Abbildung 4.7 angedeutet. Damit wird die Beschreibung der Kopplung auf einen Clebsch-Gordan-Koeffizient reduziert und eine Mittelung über verschiedene Rabifrequenzen für verschiedene Übergänge bzw. Kopplungen ist nicht nötig.

Optisches Pumpen in die höheren $m_j^{(m)}$ -Komponenten findet statt, auch wenn das angeregten Niveau nur zu 30% zurück nach $|m\rangle$ geht (siehe Abschnitt 3.2). Diese Atome erreichen den Detektor aber aufgrund ihrer Ablenkung im inhomogenen Magnetfeld nicht.

Durch Veränderung der Polarisation in der Stehwelle zwischen $\sigma+$ und $\sigma-$ kann selektiv einer der beiden Übergänge in Abbildung 4.7 getrieben werden. Damit kann experimentell eine Situation erzeugt werden, die die theoretische Beschreibung durch ein reines Zweiniveausystem mit starkem Zerfallskanal des angeregten Niveaus rechtfertigt. Da für diese beiden Übergänge nur die Hälfte der spontan beim Übergang $2p_8 \rightarrow 1s_5$ emittierten Photonen wieder zurück nach $m_j = 0$ führt, wird der Untergrund der spontanen Emission (siehe Abschnitt 2.4) zwischen den Beugungsordnungen weiter verringert. Eine Abschätzung des im Bereich der Wechselwirkungszone vorliegenden B-Feldes ist über die experimentell gemessene Aufspaltung von 8 MHz zwischen den $\sigma\pm$ -Übergängen möglich. Bei bekanntem g-Faktor des angeregten Niveaus von 1.112 ergibt sich so ein Magnetfeld von 2.5 G im Bereich der Stehwelle.

4.5 Zusammenfassung und Charakterisierung

Mittels der in den letzten Abschnitten beschriebenen Methoden ist man in der Lage einen intensiven Strahl von Argonatomen zu erzeugen. Dieser hat eine mittlere longitudinalen Geschwindigkeit von 50 m/s, ist vollständig in den magnetischen Unterzustand $m_J = 0$ polarisiert und ist in einer Dimension sehr gut kollimiert.

Atomstrahlen werden oft durch den Ausdruck spektrale Helligkeit bzw. *brilliance* charakterisiert. Diese Größe beschreibt die Strahlintensität pro Raumwinkelelement multipliziert mit

dem Verhältnis von longitudinaler Geschwindigkeit zur Breite ihrer Verteilung [59].

$$B = \frac{\text{Fluss}}{\text{Fläche} \cdot \text{Raumwinkel}} \frac{v_{\parallel}}{\Delta v_{\parallel}}$$

Durch den Spalt mit den Abmessungen $4 \text{ mm} \times 10 \text{ }\mu\text{m}$ erreicht man experimentell Zählraten von 10 000 Atomen pro Sekunde. Das Raumwinkelelement ergibt sich aus den Transversalgeschwindigkeiten $0.3 v_{recoil}$ und $7 v_{recoil}$ entlang den beiden Achsen des Spaltes. Der zweite Wert wurde vor dem Einbau des zweiten Spaltes in der Arbeit von M. Störzer gemessen [52]. Mit der mittleren longitudinalen Geschwindigkeit 50 m/s des Strahls und eine Breite der Geschwindigkeitsverteilung von 10 m/s erhält man damit eine Brillianz $B \simeq 3 \cdot 10^{18}$ metastabile Atome $\text{m}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

Dies ist vergleichbar mit anderen Atomstrahlen [59], liegt aber vier Größenordnungen unter dem größten bisher veröffentlichten Wert [60]. Dabei handelt es sich allerdings um einen unpolarisierten Strahl metastabiler Neonatome. Der Unterschied liegt vor allem in der spektralen Helligkeit der verwendeten Quelle. Diese liegt etwa fünf Größenordnungen über der unserer Quelle. Dennoch gelingt es uns nach dem Funnel einen intensiven Strahl mit einer Intensität von 10^{12} Atome/ m^2 zu erzeugen. Der entsprechende Wert des Neonstrahls beträgt 10^{16} Atome/ m^2 .

In unserem Experiment kann der atomare Fluss durch mehr Lichtleistung im Funnel noch erhöht werden. Momentan werden in den beiden Strahlen des Funnels jeweils 50 mW eingesetzt. Zusätzlich ist unser Wert um eine weitere Größenordnung zu erhöhen, wenn man auf das inhomogene Magnetfeld zur Strahlauftrennung in verschiedene m_j -Komponenten verzichtet. Derselben Effekt der Polarisation des Strahls in einen Zustand mit $m_j = 0$ kann mit geringeren Verlusten durch optisches Pumpen in einen anderen metastabilen Zustand ($1s_3$) erreicht werden. Die Effizienz dieses Transfers liegt zwar bei maximal 50%, dieser Zustand zeichnet sich aber dadurch aus, dass er einen Drehimpuls $J = 0$ hat.

5 Stehwellenkonfiguration

5.1 Aufbau im Vakuum

Zur Erzeugung der Stehwelle wurde im Vakuum ein 3 cm x 10 cm großer dielektrischer Spiegel eingebaut. Der Aufbau ist in Abbildung 5.1 schematisch zu sehen.

Für alle durchzuführenden Experimente ist die exakte Kontrolle des horizontalen Winkels zwischen einfallendem Atomstrahl und Spiegeloberfläche, d.h. der Stehwelle, von ausschlaggebender Bedeutung. Bereits kleine Abweichungen von einigen μrad des Einfallswinkels vom Winkel des normalen Einfalls auf die Stehwelle zeigen sich in asymmetrische Beugungsbildern. Um volle Kontrolle über diesen Winkel zu erhalten, wurde die entsprechende Einstellschraube des verwendeten Spiegelhalters durch eine Kombination von einem Piezoelement (Piezomechanik GmbH) und einem Gleichstrommotor (Oriol, Encoder Mike) ersetzt.

Dieser Gleichstrommotor ermöglicht in Verbindung mit dem dazugehörigen Controller eine reproduzierbare Positionierung auf 1 μm . Das verwendete Piezoelement ist mit einem Dehnmessstreifen versehen, dessen Signal eine Regelung der angelegten Spannung auf die tatsächliche Auslenkung möglich macht.

Experimentell wird durch den Orielmotor eine Grobeinstellung des horizontalen Einfallswinkels bis auf etwa ein mrad erreicht. Durch das Piezoelement erfolgt dann eine weitere Feineinstellung des Winkels im μrad -Bereich.

Für die interferometrischen Phasenmessungen wird nur ein Spiegel verwendet und es muss die Möglichkeit bestehen, die Stehwellenkonfiguration relativ zum Atomstrahl zu verschieben.

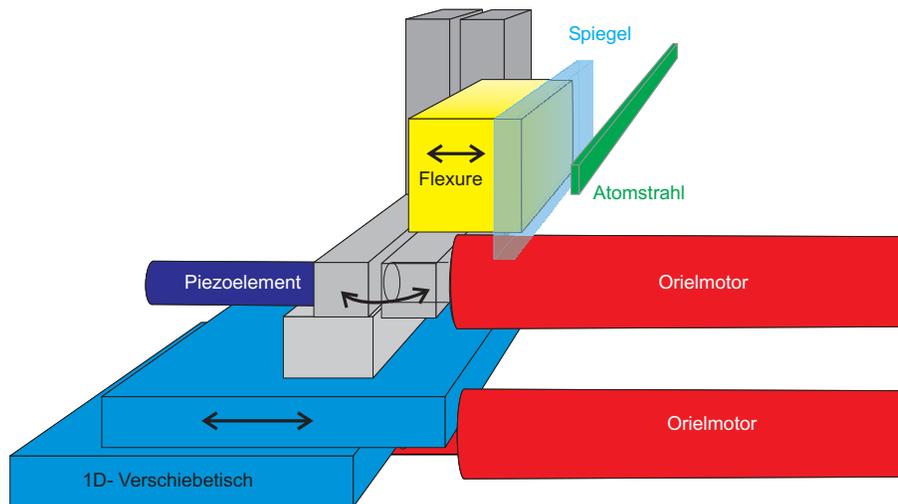


Abbildung 5.1: Variabler Aufbau des Spiegels im Vakuum. Durch Flexure und den Verschiebetisch kann der Relativabstand zwischen Spiegel und Atomstrahl verändert werden. Das Piezoelement in Verbindung mit dem zweiten Orielmotor erlaubt es, den Spiegelhalter über einen großen Bereich präzise zu verkippen.

Dies wird durch eine Flexure (PI P-280.30) erreicht, auf die der Spiegel montiert ist. Das Anlegen einer Spannung von bis zu 1000 V an dieses Piezoelement ergibt einen maximalen Hub von $100\ \mu\text{m}$ und damit eine ebensolche Bewegung der Spiegeloberfläche relativ zum Atomstrahl.

Der ganze Spiegelaufbau kann zu Justagezwecken zusätzlich über größere Distanzen senkrecht zum Strahl bewegt werden. Hierzu ist ein weiterer Orielmotor an einem eindimensionalen Verschiebetisch montiert. Auf diesem Verschiebetisch ist der Spiegelhalter befestigt. Durch ein Verschieben des Spiegels senkrecht zum Strahl kann erreicht werden, dass sich der Atomstrahl möglichst nahe ($< 300\ \mu\text{m}$) vor der Spiegeloberfläche befindet.

Der Winkel des Spiegels gegen die Vertikale wurde beim Einbau des Spiegels mit Hilfe der Reflektion eines Laserstrahls auf die mehrere Meter entfernte Wand eingestellt. Experimentell zeigt sich, dass er nicht perfekt parallel mit den beiden Spalten ist, sondern um einen kleinen Winkel von $750\ \mu\text{rad}$ verkippt ist.

5.1.1 Variable Stehwelle

Der optische Aufbau zur Erzeugung der beiden Stehwellen ist in Abbildung 5.2 zu sehen. Um eine ausgedehnte, homogene Stehwelle zu realisieren, wurde der Laserstrahl der Wellenlänge $801\ \text{nm}$ mit einem Teleskop auf einen Durchmesser von etwa $1\ \text{cm}$ aufgeweitet. Mit diesem breiten Strahl wurden zwei parallele Rasierklingen beleuchtet, deren Abstand mit einem weiteren Orielmotor mit einer Genauigkeit von $1\ \mu\text{m}$ zwischen $25\ \mu\text{m}$ und $1.4\ \text{mm}$ variiert werden konnte. Über eine $\lambda/2$ -Platte in Kombination mit einem polarisierenden Strahlteiler kann die Intensität in diesem Strahl verändert werden. Der zwischen den beiden Rasierklingen entstehende Spalt wurde mit einer Linse im doppelten Abstand der Brennweite in Originalgröße auf den Spiegel im Vakuum abgebildet.

Wichtig für die exakte Länge der Stehwelle ist der senkrechte Einfall des Strahls auf den Spiegel. Dies wird durch die Kontrolle des Überlapps von einlaufendem Strahl und reflektiertem Strahl sichergestellt. Zusätzlich kann durch ein $\lambda/4$ -Plättchen die Polarisation des Lichtes als $\sigma+$ oder $\sigma-$ gewählt werden.

Hiermit erhält man eine homogen ausgeleuchtete Stehwelle mit einer veränderbaren und wohldefinierter Länge. Der Abstand der beiden Rasierklingen und damit die Länge der Stehwelle kann direkt an dem Steuergerät des Motors abgelesen werden. Für eine reproduzierbare Einstellung der Intensität in der Stehwelle wurde mit einem Glasplättchen ein kleiner Teil der Laserleistung aus dem Strahl ausgekoppelt und auf einer Photodiode beobachtet.

5.1.2 Interferometer

Wie in Abschnitt 2.5.2 erläutert wurde, ist durch die Änderung der relativen Phasenlage zwischen zwei Beugungsobjekten eine Messung der Phase der Wellenfunktion möglich. Hierzu muss eine zweite Stehwelle relativ zur ersten Stehwelle verschoben werden.

Damit wirklich die Phase der Wellenpakete beim Verlassen der ersten Stehwelle gemessen wird, müssen beide Stehwellen entlang des Atomstrahls sehr nahe aufeinander folgen. Aus diesem Grund wurden nicht zwei Spiegel verwendet, die relativ zueinander bewegt werden, sondern zwei parallel Stehwellen auf nur einem Spiegel, die gemeinsam relativ zum raumfesten Atomstrahl bewegt werden. Diese Situation ist in Abbildung 5.3 angedeutet. Haben beide Stehwellen eine leicht unterschiedliche Periodizität, so ändert sich die relative Phasenlage beider Wellen in Richtung ihrer \mathbf{k} -Vektoren.

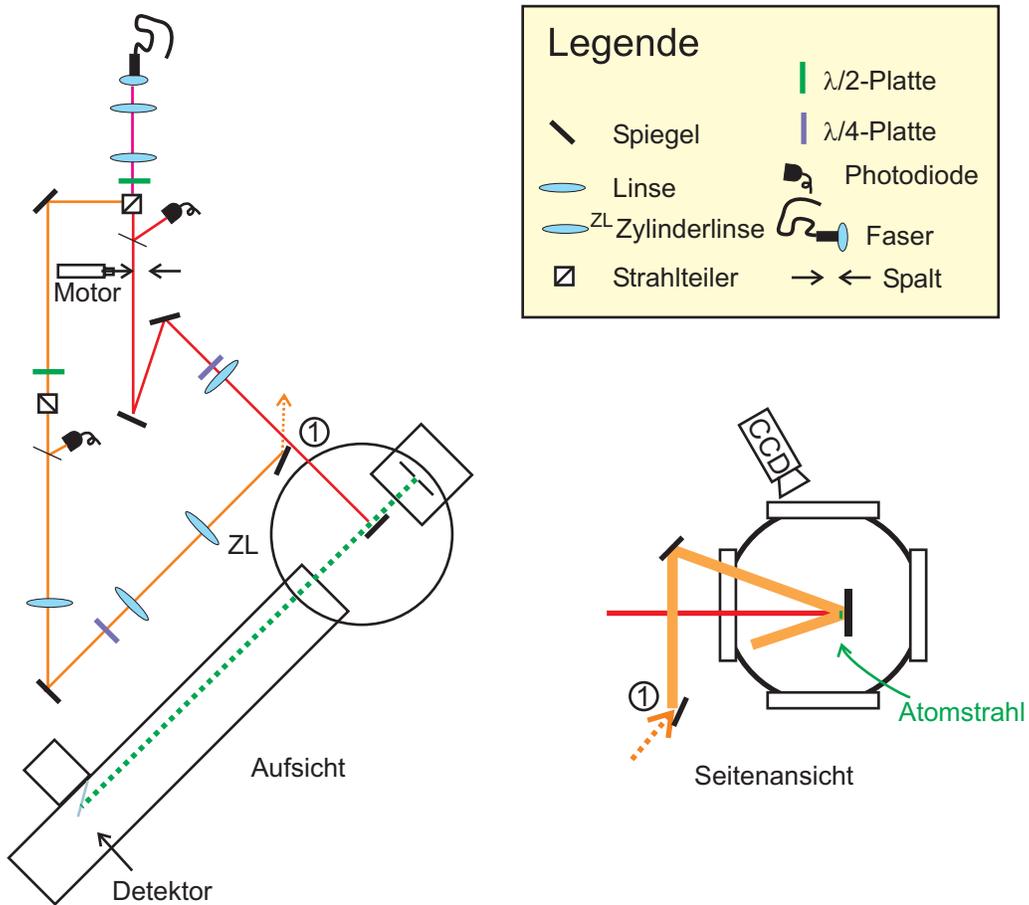


Abbildung 5.2: Schematischer Überblick über den optischen Aufbau zur Erzeugung der beiden Stehwellen

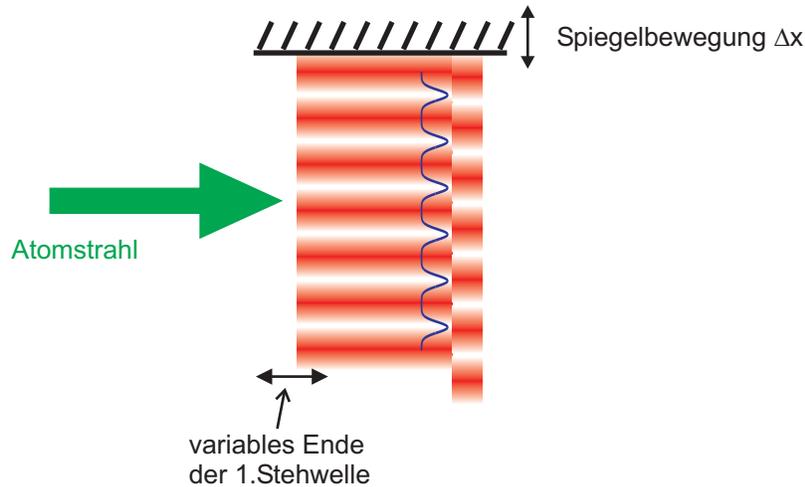


Abbildung 5.3: Position der beiden Stehwellen auf dem Spiegel. Die Länge der ersten Stehwelle kann verändert werden, um unterschiedliche Wechselwirkungsstrecken mit dem Lichtfeld zu realisieren.

Eine Realisierung zweier Stehwellen unterschiedlicher Periodizität ist unter Verwendung von Licht derselben Wellenlänge möglich. Hierzu reflektiert man den Strahl zur Erzeugung der zweiten Stehwelle unter einem kleinen Winkel gegenüber der Horizontalen an dem Spiegel. Bei ausreichendem Überlapp von einfallendem und reflektiertem Strahl bildet sich im Bereich vor der Spiegeloberfläche eine Stehwelle mit einem \mathbf{k} -Vektor, dessen Betrag kleiner ist als der Betrag des \mathbf{k} -Vektors des verwendeten Lichtes. Dieses Vorgehen ist im rechten Teil der Abbildung 5.2 zu sehen. Die Verringerung des Wellenvektors der Stehwelle entspricht einer Vergrößerung der Periode. Experimentell ergibt sich unter einem Winkel von 10° und einer verwendeten Wellenlänge 801 nm eine *beating period* von $25 \mu\text{m}$ zwischen beiden Stehwellen. Die *beating period* entspricht dem Abstand entlang der Stehwellen, nachdem die beiden Wellen wieder dieselbe Phasenlage haben.

Werden nun beide Stehwellen relativ zum Atomstrahl bewegt, probt man mit diesem unterschiedliche Phasenlagen der beiden Gitter und kann Oszillationen der Intensität in den Ausgängen des Interferometers beobachten. Da unser Atomstrahl nach den Abschätzungen in Abschnitt 2.3.1 über fünf Potentialminima kohärent ist, entspricht das Interferometersignal der kohärente Summe über ein Phasenintervall von $5 \cdot 400 \text{ nm} \cdot 2\pi / 25 \mu\text{m} = 0.16\pi$. Zusätzlich muss über die ganze Breite des Atomstrahls von $10 \mu\text{m}$, d.h. 25 Potentialminima inkohärent summiert werden. Die entstehenden Oszillationen werden durch beide Mechanismen verbreitert und ausgewaschen. Hierdurch erhält man im Experiment auch im Falle eines starken zweiten Gitters, das eine Beschreibung durch den einfachen Fall des Zweistrahlinterferometers nicht rechtfertigt, immer noch sinusförmige Oszillationen und die für die Vielstrahlinterferenz zu erwartenden Abweichungen des Interferometersignals sind nur schwer aufzulösen.

Um die Stehwelle entlang des Atomstrahls möglichst kurz zu halten, aber gleichzeitig den Überlapp zwischen einlaufendem und reflektiertem Lichtstrahl in vertikaler Richtung in einem großen Bereich sicherzustellen, wurde das Licht mit einer Zylinderlinse in eine Richtung auf den Spiegel fokussiert. Der im Fokus gemessene Strahldurchmesser von $60 \mu\text{m}$ entspricht damit der Länge der zweiten Stehwelle.

Auch in diesem Strahl kann durch ein $\lambda/4$ Plättchen die zirkulare Polarisation als $\sigma+$

oder σ - gewählt werden. Somit kann die Polarisation in beiden Stehwellen identisch oder senkrecht zueinander eingestellt werden. Der erste Fall entspricht einer zweiten Stehwelle, die resonant zum Übergang ist. Der zweite Fall entspricht in Anwesenheit unseres Stern-Gerlach-Magnetfeldes einer Verstimmung von etwa 8 MHz, da unterschiedliche Übergänge getrieben werden (siehe Abbildung 4.7).

Für den Interferometeraufbau sollten beide Stehwellen möglichst nahe aufeinander folgen, sich dabei aber nicht überlappen. Um dies zu erreichen, wurden beide erst rein optisch unter Benutzung einer CCD-Kamera auf dem Spiegel grob positioniert. Dies ist möglich, da bei maximaler Lichtintensität auf der Spiegeloberfläche schwache Reflexe der beiden Stehwellen sichtbar sind.

Die Polarisation wurde in beiden Stehwellen gleich gewählt, so dass sie beide auf Resonanz waren. In einem nächsten Schritt wurde der Spiegel über die Flexure bewegt und der Abstand beider Stehwellen immer weiter verringert. Hierbei wurde auf periodische Oszillationen im atomaren Gesamtfluss geachtet und die Position der zweiten Stehwelle auf diese optimiert. Dann wurde die Länge der ersten Stehwelle immer weiter verringert und anhand des oszillierenden Flusssignals die Position der zweiten Stehwelle weiter verbessert.

Dieses Verfahren wurde bis zu einer Länge der ersten Stehwelle von $50 \mu\text{m}$ durchgeführt. Hierdurch ist sichergestellt, dass beide Stehwellen entlang der Strahlrichtung in einem kurzen Abstand aufeinander folgen, auch wenn ihre Relativposition nicht genauer als $50 \mu\text{m}$ zu bestimmen ist. Im ungünstigsten Fall überlappen sich beide Stehwellen teilweise, was eine Beschreibung als zwei aufeinanderfolgende Beugungsobjekte schwierig macht.

Prinzipiell gibt es noch die Unsicherheit, ob man wirklich die Wellenfunktion direkt nach der ersten Stehwelle abtastet. Bei der freien Evolution einer periodischen Wellenfunktion gibt es den sogenannten *Talbot-Effekt* [61]. Im Abstand der Talbot-Länge $l_{\text{Talbot}} = 2d^2/\lambda$ nach einem Gitter der Periode d treten selbstähnliche Strukturen auf, die prinzipiell nicht von der Ausgangswellenfunktion zu unterscheiden sind. Diese Länge liegt in unserem Falle in der Größenordnung von etwa 1 mm. Ein Fehler aufgrund diese Effekts ist auszuschließen.

6 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der experimentellen Messungen und deren Interpretation vorgestellt. Im ersten Abschnitt wird auf den Nachweis nicht-zerfließender Wellenpakete in rein absorptiven Potentialen eingegangen, während im folgenden Abschnitt 6.2 der Einfluss von kleinen Verstimmungen der optischen Stehwelle auf die Dynamik der Wellenpakete untersucht wird. Der letzte Abschnitt geht auf Effekte beim Einfall der Materiewelle auf eine verkippte Stehwelle ein.

6.1 Nicht-zerfließendes Wellenpaket in imaginären Potentialen

Theoretische Untersuchungen sagen für den normalen Einfall einer atomaren Materiewelle die Bildung eines nicht-zerfließenden Wellenpaketes voraus. In diesem Abschnitt sollen die einzelnen Messungen und deren Ergebnisse, die zum klaren Nachweis dieser Wellenpakete führten, erläutert werden.

6.1.1 Experimentelle Realisierung und Prinzip der Auswertung

Für die Messungen wurde eine Stehwelle senkrecht zum Atomstrahl verwendet, deren Länge bzw. Intensität variiert wurde. Eine Veränderung der Länge der Stehwelle entspricht der Veränderung der Wechselwirkungszeit zwischen Atom und Lichtfeld und macht so verschiedene Zeitpunkte im Bildungsprozess der Wellenpakete zugänglich.

Um in Anwesenheit des Stern-Gerlach-Magnetfeldes die Resonanzbedingung des zirkular polarisierten Laserlichtes sicherzustellen, wurde für eine kurze Wechselwirkungsstrecke ($50 \mu\text{m}$) und niedrige Lichtintensität die Absorption durch die Veränderung der Verstimmung des 801 nm -Lichtes an den AOM maximiert. Diese Methode ermöglicht eine Bestimmung der Resonanzfrequenz mit einer Genauigkeit von etwa 1 MHz .

Der normale Einfall des Atomstrahls auf die Stehwelle wird über eine Minimierung der Asymmetrie der Beugungsbilder für eine $500 \mu\text{m}$ lange Stehwelle sichergestellt. Bereits Verkipnungen im Bereich von $50 \mu\text{rad}$ sind in unterschiedlicher Besetzung der ± 1 . Beugungsordnung sichtbar. Um dies auszugleichen wird von dem LABVIEW Programm, das zur Steuerung des Experimentes verwendet wird, ein MATLAB-Skript aufgerufen, das nach Division durch ein Referenzbild Profile der Beugungsbilder anzeigt. Anhand dieser Information wurde die Asymmetrie über eine Veränderung der Spannung an einem Piezoelement ausgeglichen, das eine Winkeländerung zwischen Spiegel und Strahl erlaubt.

Zur Auswertung der Beugungsbilder wurde die Summe der zentralen 10 Zeilen des Beugungsbildes verwendet. Es gibt mehrere Gründe, weshalb man sich auf einen Ausschnitt der Beugungsbilder beschränkt. Einmal ist die Intensität in der Stehwelle und damit die Rabi-Frequenz über die 4 mm Höhe (etwa 80 Zeilen auf dem Detektor) des Atomstrahls nicht völlig konstant. Zusätzlich ist das Geschwindigkeitsprofil des Strahls und damit die Wechselwirkungsdauer mit der Stehwelle abhängig vom gewählten Ausschnitt des Beugungsbildes. Aus

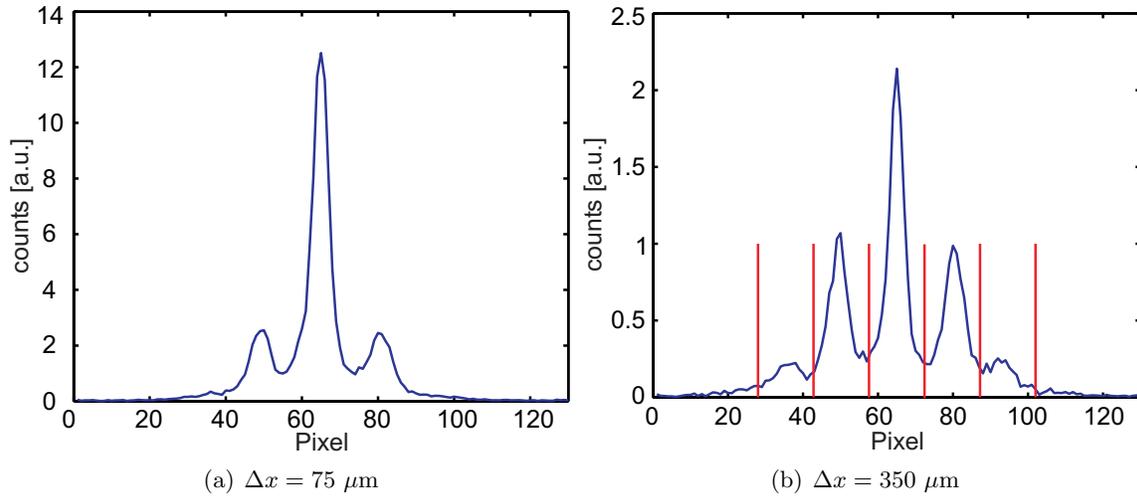


Abbildung 6.1: Beugungsbilder für zwei unterschiedliche Wechselwirkungsstrecken mit der Stehwelle und damit Zeitpunkte in der Evolution der Wellenpakete. In (b) sind die äquidistanten Grenzen zu sehen, die zur Summation über die einzelnen Beugungsordnungen verwendet wurden. Die daraus gewonnenen relativen Besetzungen sind in Abbildung 6.2 zu sehen.

dem Abstand der 1. zur 0. Beugungsordnung wurde im oberen Bereich des Strahls eine mittlere Geschwindigkeiten von 50 m/s ermittelt, im unteren Bereich des Atomstrahls liegt diese um 45 m/s. Langsame Atome fallen durch den Einfluss der Gravitation über die Flugstrecke von 50 cm weiter nach unten und verringern so die mittlere Geschwindigkeit in diesem Bereich.

Es gibt noch einen zusätzlichen Grund, der die Beschränkung auf einen Teil des Bildes erzwingt. In der Auswertung der Messungen zur Phasenbestimmung in Abschnitt 6.1.4 zeigt sich, dass die beiden Spalte und die Spiegeloberfläche nicht perfekt parallel zueinander stehen. Dies führt zu einem kleinen horizontalen Einfallswinkel des Atomstrahls von $\pm 50 \mu\text{rad}$ im obersten respektive untersten Bereich auf die Stehwelle. Die dadurch entstehende leichte Asymmetrie der Beugungsbilder verschwindet im zentralen Ausschnitt des Strahls.

Durch die Summation der Zeilen werden Beugungsprofile erhalten. In diesen wurde über fünf gleichgroße Bereiche summiert. Die Summe über diese Bereiche entspricht den Intensitäten in den jeweiligen Beugungsordnungen. Die verwendeten Bereiche sind in Abb. 6.1(b) zu sehen.

Als Fehler wurden in jedem der Pixel des Detektors ein \sqrt{n} -Fehlern für jeweils n -Zählereignisse angenommen. Diese Fehler wurden bei der Summation über die entsprechenden Bereiche des Beugungsbildes mit den bekannten Gesetzen der Fehlerfortpflanzung mitgenommen.

6.1.2 Zeitentwicklung

Für verschiedene Wechselwirkungsstrecken ändert sich der Gesamtfluss durch Absorption. Dieser Effekt ist für die Untersuchung der Breite der gaußschen Wellenpakete nicht von Bedeutung und alle Beugungsbilder wurden auf die jeweilige Gesamtzählrate normiert. Da die Wellenfunktion, die die Stehwelle verlässt, über mehrere Perioden des Potentials kohärent ist, entspricht die relative Beugungseffizienz der einzelnen Ordnungen der Fouriertransformation des einzelnen Wellenpaketes.

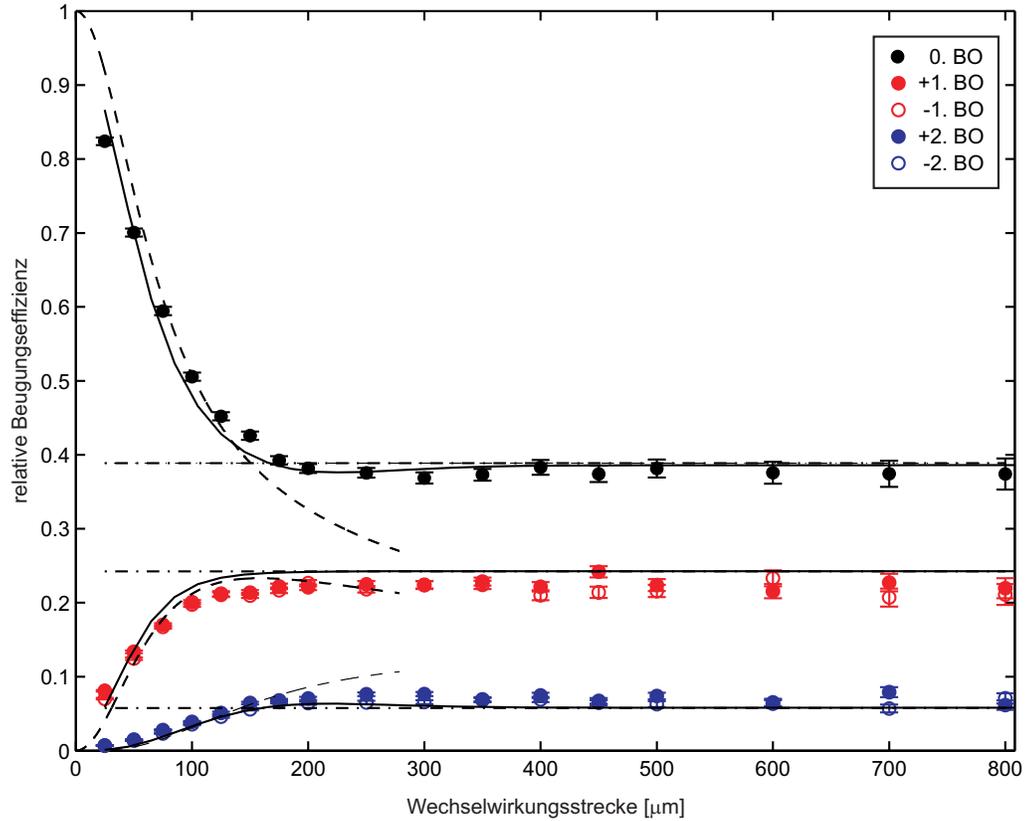


Abbildung 6.2: Relative Beugungseffizienz für die 0., $\pm 1.$ und $\pm 2.$ Ordnung. Die schwarze durchgezogene Linie entspricht der numerischen Integration der Schrödingergleichung für das Zweiniveaumatom. Die gestrichelte Linie stammt aus der Raman-Nath-Näherung für kurze Wechselwirkungszeiten und die gestrichelt-gepunktete Linie ist die theoretischen Vorhersagen für lange Zeiten aus Abschnitt 2.2.4.

Stellt sich ein nicht-zerfließendes Wellenpaket ein, so ändert sich auch das Beugungsbild nicht mehr. Abbildung 6.2 zeigt die Abhängigkeit der normierten Intensitäten in den einzelnen Beugungsordnungen von der Wechselwirkungsstrecke und damit der Wechselwirkungszeit. Die Tatsache, dass die relative Besetzung der einzelnen Beugungsordnungen konstant wird, bestätigt die Bildung eines nicht-zerfließenden Wellenpakets, nachdem sich die beiden Prozesse des absorptiven Verringerens und der Quantendiffusion die Waage halten.

Zusätzlich finden sich in dieser Abbildung zwei Theoriekurven. Die durchgezogene Linie stammt aus der numerischen Integration der Schrödingergleichung für das Zweiniveausystem (2.13) mit einer Rabi-Frequenz von 0.4Γ . Hierbei wurde zusätzlich eine gaußsche Verteilung der longitudinalen Geschwindigkeit des Strahls mit einer mittleren Geschwindigkeit von 50 m/s und einer Breite von 10 m/s angenommen. Die Differenz zu den Ergebnissen einer numerischen Simulation für nur eine Geschwindigkeit von 50 m/s liegt in der Größe der Fehlerbalken der experimentellen Ergebnisse. Mit der Definition (2.23) für die Wellenpaketbreite erhält man eine Breite der einzelnen Pakete von 62 nm .

Die gestrichelte Linie zeigt die Voraussage der Näherung für kurze Wechselwirkungszeiten, die in Abschnitt 2.2.1 besprochene Raman-Nath-Näherung. Man sieht, dass für längere Zeiten die Gültigkeit dieses Regimes zusammenbricht und ein Übergang in den stationären Grenzfall für lange Zeiten eintritt. Dessen Werte, die in Abschnitt 2.2.4 durch eine einfache Ratengleichung ermittelt wurden, sind in guter Übereinstimmung mit der vollen numerischen Integration und sind in Abbildung 6.2 durch gestrichelt-gepunktete Linien angedeutet.

Damit konnte die Bildung eines nicht-zerfließenden Wellenpaketes in rein absorptiven Potentialen demonstriert werden. Um weitere theoretische Vorhersagen an die Wellenpakete und ihre Dynamik zu untersuchen, wurden weitere Messungen zur Bestimmung des Skalenverhaltens und der ortsabhängigen Phase der einzelnen Wellenpakete durchgeführt.

6.1.3 Skalenverhalten

Führt man Messungen mit unterschiedlichen Lichtintensitäten und damit Absorptionen durch, so zeigt sich, dass der Prozess der Bildung der Wellenpakete desto schneller abläuft, je höher die Lichtintensität in der Stehwelle ist. Um die vorausgesagten Skalengesetze zu überprüfen, wurde ein charakteristischer Zeitpunkt in der Wellenpaketentwicklung definiert und dieser mit Intensitätsmessungen auf der Photodiode verglichen.

Das Verfahren zur Ermittlung der charakteristischen Wechselwirkungslänge z_0 ist im Inset von Abbildung 6.3 zu sehen. In der Zeitentwicklung der 0. Beugungsordnung wurden die Werte für kurze Wechselwirkungszeiten und die Werte im long-time-limit jeweils linear extrapoliert. Der Schnittpunkt beider Geraden definiert eine charakteristische Wechselwirkungszeit mit dem Lichtfeld, die von dessen Intensität abhängt.

Schon die einfache Abschätzung durch eine Ratengleichung in Abschnitt 2.2.4 lässt ein Skalieren der Zeitentwicklung mit $1/\Omega$ erwarten. Diese Abhängigkeit wird durch die Lösung der Schrödingergleichung bestätigt. In Abbildung 6.3 sind die experimentellen Daten zu sehen, die klar die erwartete funktionale Abhängigkeit bestätigen. Die Gerade ist aber keine Vorhersage der Theorie, da die Rabi-Frequenz auf die kleinste gemessene Intensität skaliert wurde. Absolute Werte für die Rabi-Frequenz aus reinen Intensitätsmessungen weichen weniger als ein Faktor zwei von den theoretisch ermittelten Werten ab.

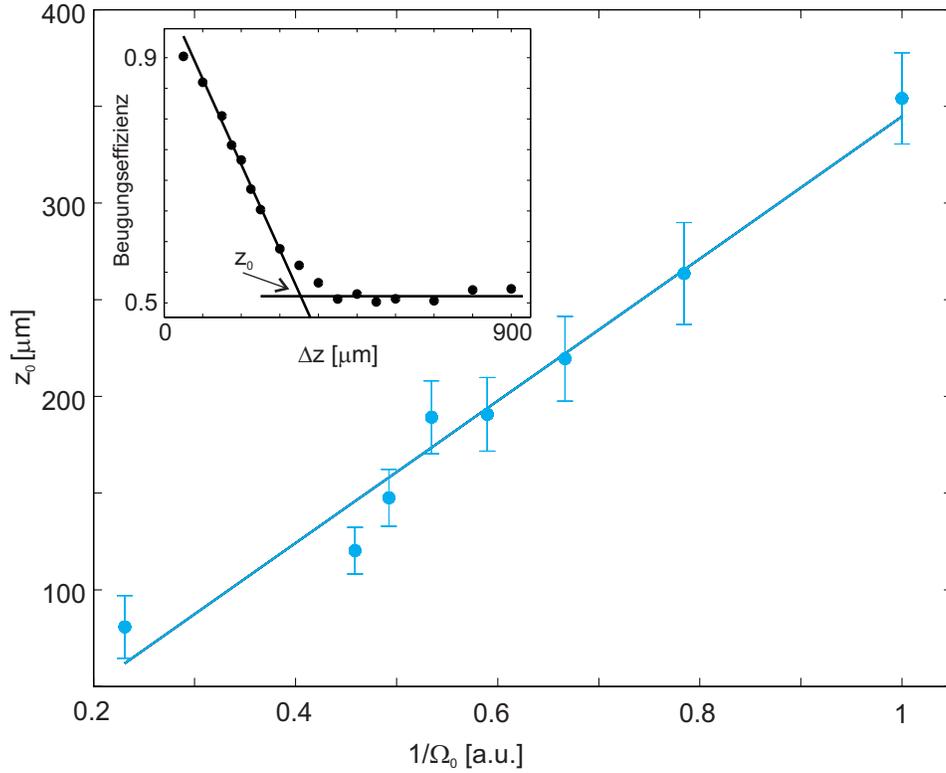


Abbildung 6.3: Skalverhalten der Zeitentwicklung der Wellenpakete mit der inversen Rabi-Frequenz. Diese wurde über eine Intensitätsmessung auf einer Photodiode unabhängig bestimmt. Die charakteristische Wechselwirkungsstrecke z_0 wurde aus dem Schnittpunkt zweier linearer Extrapolationen der relativen Beugungseffizienz der 0. Ordnung für sehr kurze und für lange Wechselwirkungszeiten definiert. Dieses Vorgehen ist im Inset der Abbildung zu sehen. Die Theorie aus Abschnitt 2.2.4 sagt eine lineare Abhängigkeit der Zeitentwicklung von $1/\Omega$ voraus.

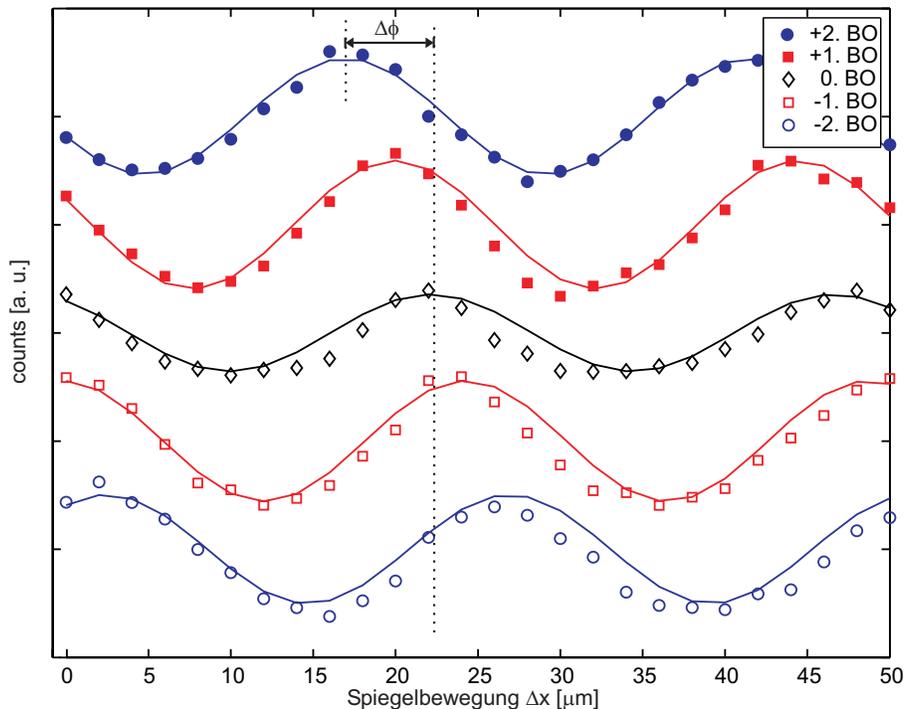


Abbildung 6.4: Oszillationen in den einzelnen Beugungsordnungen als Funktion der Verschiebung des Spiegels. Die Phasenverschiebungen $\Delta\phi$ der einzelnen Oszillationen wurden alle relativ zur 0. Ordnung ausgewertet.

6.1.4 Messung der Phase

Für die Phasenmessung wurde die Polarisation der zweiten Stehwelle geändert, so dass maximale Transmission auftrat. Durch unser Stern-Gerlach-Feld entspricht dies experimentell einer Verstimmung von $2\pi \times 8$ MHz. Hierdurch steigt der Fluss und macht Phasenmessungen auch für große Lichtintensitäten in den Gittern möglich.

Durch das Anlegen einer Spannung, deren Wert über den Steuercomputer vorgegeben wird, kann die Flexure $100 \mu\text{m}$ weit bewegt werden. Da aber gemessene Interferenzbilder auf Nichtlinearitäten in der Auslenkung der Flexure schließen lassen, wurde nur eine Auslenkung von $50 \mu\text{m}$ genutzt. Dies entspricht zwei Perioden der Oszillationen und reicht aus, um die relative Phase zwischen den Oszillationen in den einzelnen Beugungsordnungen zu bestimmen.

Der Spiegel wurde in Intervallen von $2 \mu\text{m}$ bewegt und die entstehenden Beugungsbilder aufgenommen. Diese wurden wie anfangs dieses Kapitels beschrieben durch Summation in den einzelnen Bereichen ausgewertet. Danach wurden die Oszillationen in den einzelnen Beugungsordnungen mit Sinuskurven angenähert. Dieses Vorgehen und die Definition der relativen Phasenverschiebung $\Delta\phi$ sind in Abbildung 6.4 zu sehen.

Ändert man nun die Länge der ersten Stehwelle, so hat man Zugang zur Phasenentwicklung in der ersten Stehwelle. Die Phasenverschiebungen der Oszillationen wurden alle relativ zur Phase der 0. Ordnung ermittelt. Die Abhängigkeit dieser Phasenverschiebung von der Wechselwirkungsdauer mit der ersten Stehwelle ist in Abbildung 6.5 zu sehen.

Es zeigt sich, dass nach einer anfänglichen Dynamik für lange Wechselwirkungszeiten keine Änderung in den Phasenverschiebungen zwischen den Interferometerausgängen mehr auftritt.

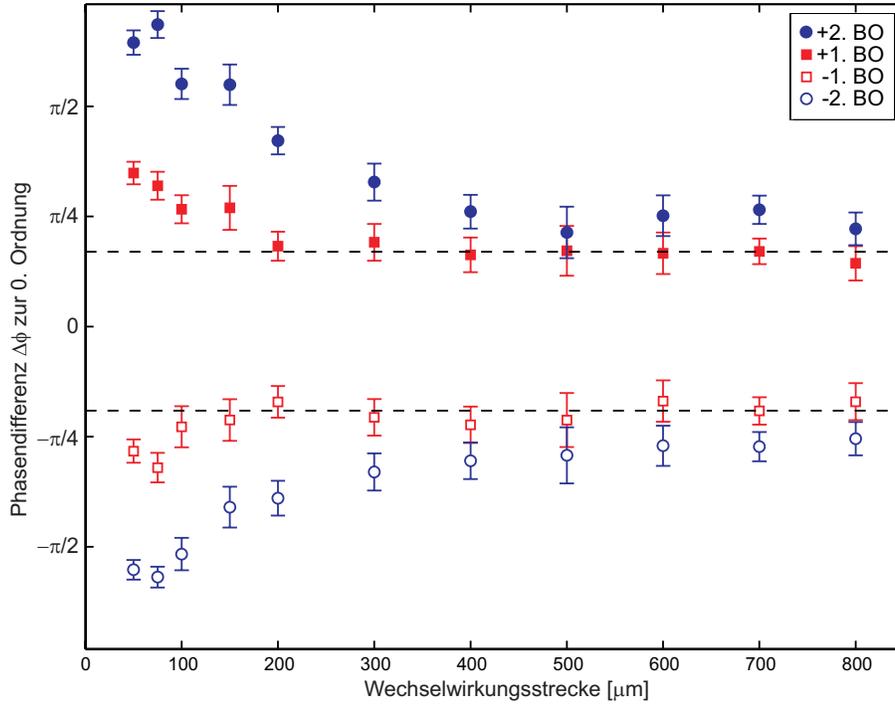


Abbildung 6.5: Evolution der Phasenverschiebung zwischen den Interferenzmustern in den einzelnen Beugungsordnungen als Funktion der Wechselwirkungsstrecke in der ersten Stehwelle. Nach einer anfänglichen Dynamik für kurze Wechselwirkungszeiten stellt sich eine konstante Phasendifferenz zwischen den einzelnen Ausgängen des Interferometers ein.

Da die zweite Stehwelle für alle Messungen nicht verändert wurde, spiegelt dies den Einfluss der Phase der Wellenfunktion in der ersten Stehwelle wider. Analog zur Entwicklung der Wahrscheinlichkeitsdichte der Wellenfunktion tritt auch in der Evolution der Phase ein stationärer Zustand auf. Dies entspricht den Vorhersagen der Theorie, die für eine einfallende ebene Welle, d.h. beginnend mit einer flachen Phase, den Aufbau einer Phasenparabel vorhersagt. Diese geht für lange Wechselwirkungszeiten genau wie die Wahrscheinlichkeitsdichte in einen stationären Zustand über. Da sowohl die Phase als auch $|\varphi(k)|^2$ stationäre Werte annehmen, wurde damit klar demonstriert, dass sich der ortsabhängige Teil der Wellenfunktion für lange Zeiten nicht mehr ändert.

In dem einfachen Interferometerbild, das in Abschnitt 2.5.2 vorgestellt wurde, kann man aus der Phasenverschiebung zwischen 0. und 1. Ordnung direkt den Absolutwert der Differenz der Phasenbeiträge der beiden Stehwellen ablesen. Aber schon bei minimalen Beiträgen einer zweiten Beugungsordnung der ersten Stehwelle bricht das einfache Bild einer Zweistrahlinterferenz zusammen, da in Richtung der ersten Beugungsordnung drei Strahlen interferieren. Damit gelang es bisher nicht, aus diesen Daten einen Absolutbetrag der Phase zu bestimmen. Numerische Simulationen der Propagation der Wellenfunktion durch zwei Stehwellen zeigen starke Abhängigkeiten der resultierenden Phasenverschiebungen $\Delta\phi$ von kleinen Änderungen der Intensitäten und Verstimmungen in beiden Stehwellen.

6.2 Propagation von Materiewellen in verstimmten optischen Potentialen

Da man die Frequenz der Stehwelle über die AOM an der Spektroskopiezelle kontrolliert ändern kann, ist es auch möglich, die Evolution der Wellenfunktion in nahresonanten Potentialen zu untersuchen. Nach Abschnitt 2.2.2 lässt sich im Falle einer Verstimmung das optische Potential als komplexes Potential verstehen. Damit lässt es sich in ein reelles Potential, das mit einer Kraftwirkung verknüpft ist, und ein imaginäres Potential, das den Prozess der ortsabhängigen Absorption beschreibt, aufspalten. Experimentell zeigt sich die Änderung der Verstimmung in einer Veränderung der Absorption und in einer Veränderung der Dynamik der Wellenpaketbildung.

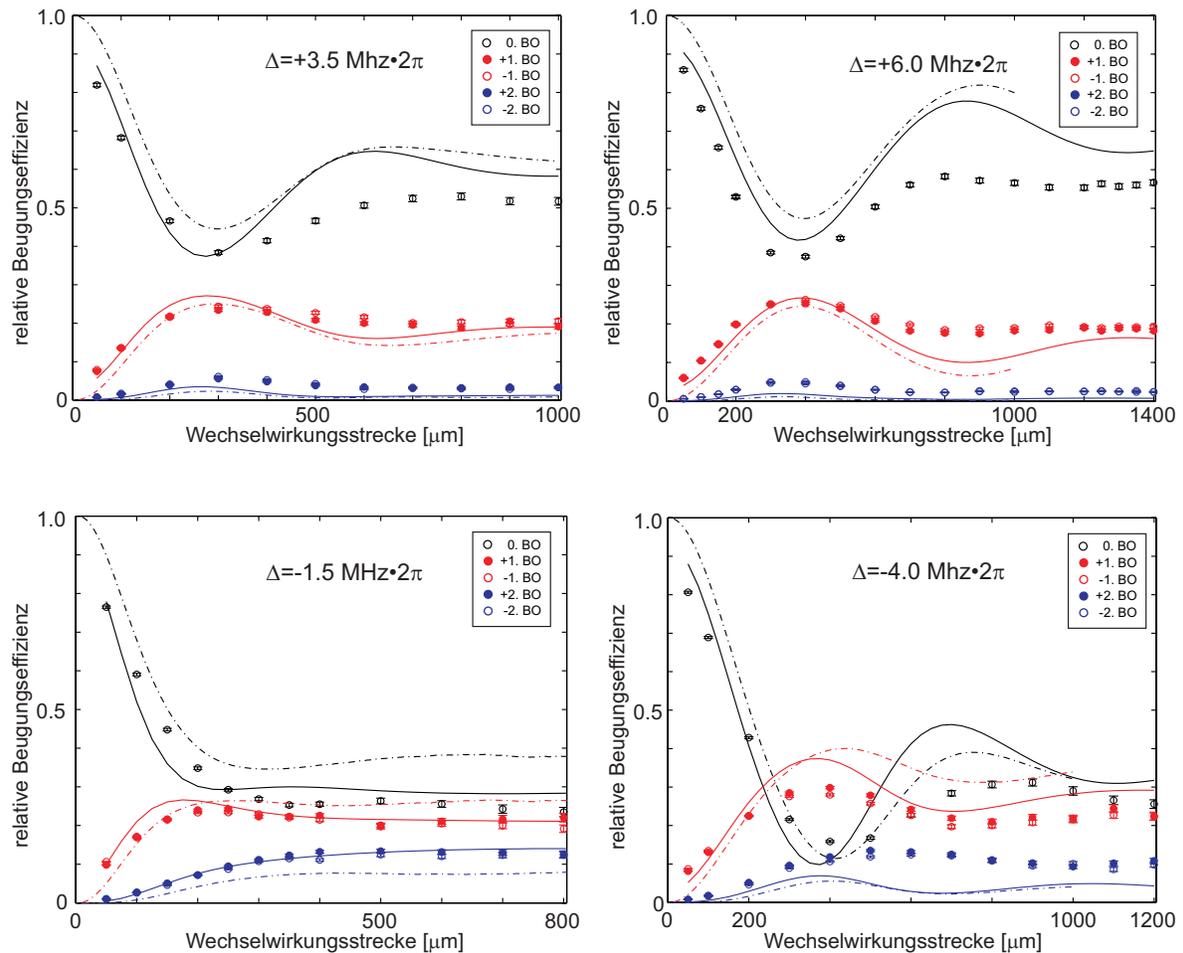


Abbildung 6.6: Evolution der Wellenfunktion in Potentialen mit vier verschiedenen Verstimnungen. Gezeigt sind jeweils die Integration der Schrödingergleichung (durchgezogene Linien) und die Ergebnisse der Quanten-Monte-Carlo-Simulation für die exakt selben Parameter (gestrichelt). Für alle vier Messungen galt aus einer Absorptionsmessung $\Omega = 0.4\Gamma$. Die relative Verstimmung der aufeinander folgenden Messreihen wurde experimentell als 2.5 MHz vorgegeben. Der einzige freie Fitparameter der Theorie ist der Nullpunkt der Resonanz, der mit -1 MHz innerhalb der experimentell Genauigkeit liegt.

6.2 Propagation von Materiewellen in verstimmten optischen Potentialen

Da die Dipolkraft je nach Vorzeichen der Verstimmung in die Minima- oder die Maxima der Lichtfeldintensität zeigt, wird die absorptive Kontraktion der Wellenpakete zu unterschiedlichen Zeitpunkten kompensiert und Überschwinger in der Wellenpaketbreite treten bei größeren Verstimnungen ausgeprägter auf.

Abbildung 6.6 zeigt experimentelle Ergebnisse der Zeitentwicklung für vier verschiedene Verstimnungen. Die Rabi-Frequenz wurde unabhängig bestimmt und für alle gezeigten Messungen konstant gehalten. Da im Experiment die relative Verstimmung zwischen den einzelnen Messreihen vorgegeben wurde, bleibt der Nullpunkt der Resonanz als einziger gemeinsamer Fitparameter der Theorie an die vier Messungen. Wie am Anfang dieses Kapitels erklärt, findet dessen Bestimmung über eine Maximierung der Absorption in der Stehwelle statt und ist nur auf etwa 1 MHz genau möglich.

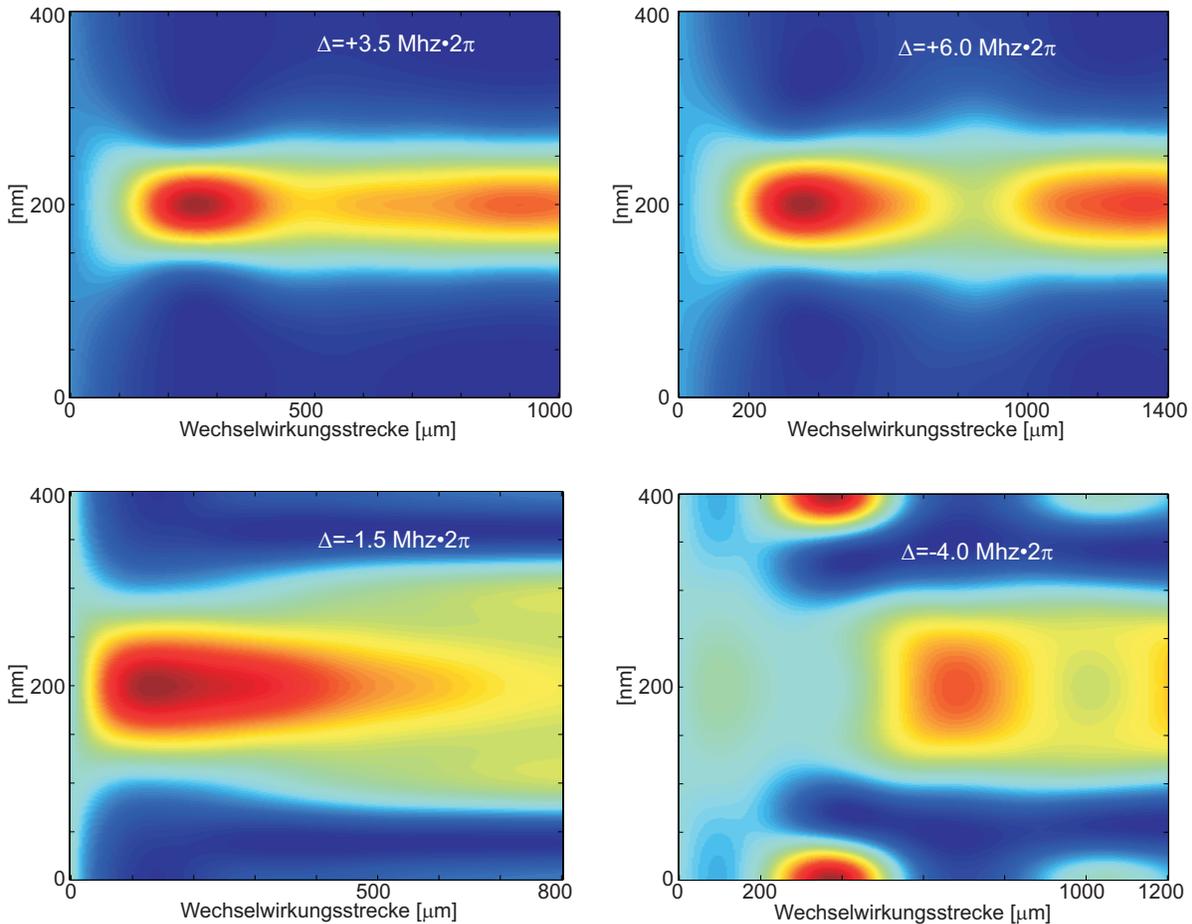


Abbildung 6.7: Theoretische Voraussagen der Entwicklung der Wahrscheinlichkeitsdichte im Ortsraum. Für jede Wechselwirkungsstrecke wurde die Wahrscheinlichkeitsdichte normiert um den Effekt der Absorption zu kompensieren. Die so erhaltene Wahrscheinlichkeitsdichten entsprechen den durchgezogenen Theoriekurven für die relative Besetzung der Beugungsordnungen in Abbildung 6.6. Das absorptive Potential ist maximal für 0 und 400 nm, das Minimum ist bei 200 nm. (Die Linienbreite des Übergangs beträgt $2\pi \times 3.4$ MHz)

Zusätzlich sind in dieser Abbildung jeweils die theoretischen Voraussagen zweier verschiedener Modelle zu sehen. Die durchgezogene Linie wurde wieder aus der Integration der Schrödingergleichung erhalten, während die gestrichelten Linien den Ergebnissen einer Monte-Carlo-Simulation für 1000 Atome entsprechen. Dabei wurde wie in Abschnitt 2.4 beschrieben der Effekt der spontanen Emission mit berücksichtigt.

Die beiden theoretischen Modelle geben die Dynamik der Wellenpakete qualitativ gut wieder. Wie schon in Abschnitt 2.4 erwähnt, sind die in der Zeitentwicklung der Wellenpakete auftretenden Überschwinger in der Monte-Carlo-Simulation weniger stark ausgeprägt und reproduzieren generell die experimentell beobachtete Dynamik besser. Die absoluten Werte werden nur bedingt wiedergegeben. Prinzipiell sagen beide Theoriemodelle eine stärkere Gewichtung der 0. Ordnung und eine schwächere Gewichtung der 2. Ordnungen voraus.

In Abbildung 6.7 ist die erwartete Wahrscheinlichkeitsverteilung der Wellenfunktion im Ortsraum für die verwendeten experimentellen Parameter gezeigt. Vergleicht man für diese vier Verstimmungen die Breite der resultierenden Wellenpakete, so zeigt sich eine Abhängigkeit der Wellenpaketbreite von der Verstimmung. Die minimale Breite wird für eine kleine blaue Verstimmung erreicht.

Die Wirkung der Dipolkraft für die beiden unterschiedlichen Vorzeichen der Verstimmung ist auch schön zu sehen. Im rotverstimmten Fall (die untere beiden Bilder in Abbildung 6.7) wirkt eine Kraft in Richtung der Intensitätsmaxima und für eine Verstimmung der Stehwelle, die nur wenig größer ist als eine Linienbreite des Überganges, verlagert sich in der Anfangsdynamik der Zeitentwicklung das Maximum der Wahrscheinlichkeitsverteilung in die Maxima der absorptiven Stehwelle. Dies führt zu einer auch experimentell beobachtbaren Verstärkung der Absorption. In den Beugungsbildern äußert sich diese Dynamik in den 1. Beugungsordnungen, die für bestimmte Wechselwirkungszeiten stärker besetzt sind als die 0. Beugungsordnung. Im blauverstimmten Fall wird der Prozess der Kontraktion der Wellenpakete durch die Dipolkraft noch verstärkt und führt auch für kleine Verstimmungen schon zu starken Überschwingern im Bildungsprozess der Wellenpakete.

6.3 Propagation bei schrägem Einfall auf die Stehwelle

Für kurze Wechselwirkungszeiten, d.h. im Gültigkeitsbereich der Raman-Nath-Näherung ist die Symmetrie der Beugungsbilder nur wenig vom Einfallswinkel des Atomstrahles auf die Stehwelle abhängig. Erst wenn Dispersion in der Bildung der Wellenpakete wichtig wird, zeigen sich starke Asymmetrien in den Beugungsbildern zwischen den -1. und +1. respektive ± 2 . Beugungsordnungen. Dies ist der Grund, weshalb die Feineinstellung des Winkels des Spiegels für die bisher vorgestellten Messungen immer im Bereich langer Wechselwirkungszeiten durchgeführt wurde.

In Abbildung 6.8 sind Beugungsbilder für verschiedene Winkel zwischen Atomstrahl und Stehwelle zu sehen. Die Veränderung des Winkels wurde durch das Anlegen verschiedener Spannungen an das Piezoelement erreicht. Für eine schwache Stehwelle ($\Omega \approx 0.1\Gamma$) und eine Wechselwirkungstrecke von $1200 \mu\text{m}$ wurde der Bereich rund um den normalen Einfall untersucht. Die maximale Auslenkung des Piezoelementes entspricht $100 \mu\text{m}$. Mit einer Breite des Spiegelhalters von 4 cm ergibt sich so eine maximale Winkeländerung von 2.5 mrad.

Es ist zu sehen, dass ausgehend von einer starken Verkipfung die Asymmetrie zwischen der +1. und der -1. Beugungsordnung für kleinere Winkel stark abnimmt. Verkippt man die Stehwelle weiter, so taucht die Asymmetrie wieder auf, diesmal aber mit unterschiedlichem

6.3 Propagation bei schrägem Einfall auf die Stehwelle

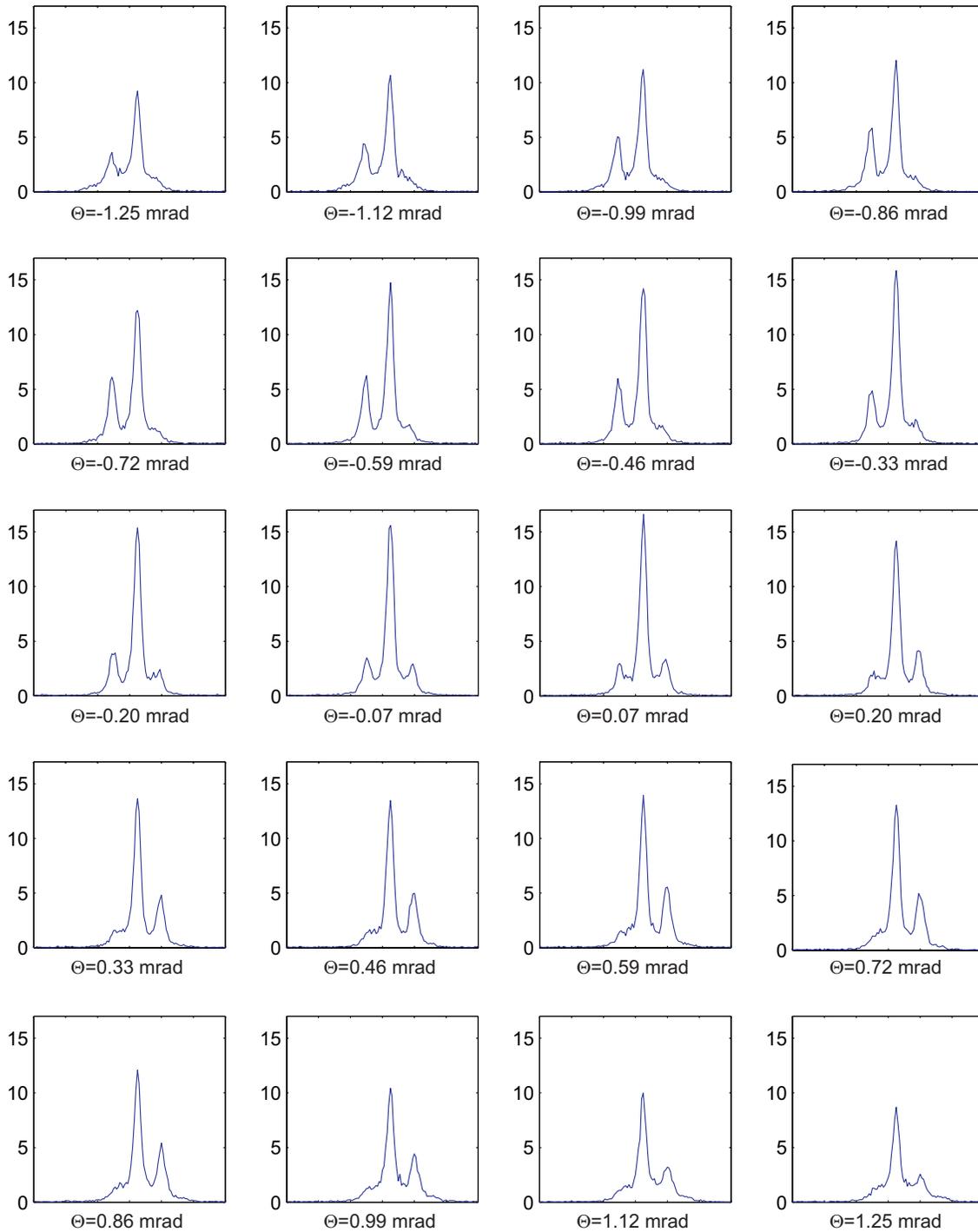


Abbildung 6.8: Beugungsbilder für verschiedene Verkippungen Θ des Spiegels. Alle Aufnahmen wurden mit konstanter Lichtintensität ($\Omega \approx 0.1\Gamma$) und einer Wechselwirkungsstrecke von $1200 \mu\text{m}$ aufgenommen. Der Spiegel wurde über einen gesamten Winkelbereich von 2.5 mrad verkippert. Man sieht von links oben nach rechts unten, wie sich aus dem asymmetrischen Beugungsbild für den verkipperten Einfall eine symmetrische Situation einstellt. Für größere Winkel kippt der Spiegel auf die andere Seite und die Asymmetrie wechselt ihr Vorzeichen.

Vorzeichen. Die starke Überhöhung der Intensität in einer der ersten Ordnungen ist ein klares Zeichen für den Übergang in das Bragg-Regime. Bei entsprechend langen Wechselwirkungsstrecken ist zu erwarten, dass die Amplitude des Bragg-gebeugten Strahls gleichgroß wird, wie die des nicht abgelenkten Strahls. Zusätzlich wird für längere Wechselwirkungszeiten die Winkelakzeptanz der Braggbeugung kleiner, als sie hier experimentell gezeigt werden konnte.

Eine Überhöhung der Transmission für Winkel nahe des Bragg-Winkels konnte nicht klar beobachtet werden. Eine solche Überhöhung der Transmission unter dem Bragg-Winkel ist aus der Röntgenbeugung als Borrmanneffekt bekannt [62] und wurde auch mit Materiewellen in absorptiven Stehwellen experimentell nachgewiesen [19]. Da in diesem Experiment alle Aufnahmen zeitlich nacheinander aufgenommen wurden, schlagen sich alle Schwankungen des Flusses der Quelle des Atomstrahls direkt in der beobachteten Transmission nieder. In [19] wurde der Spiegel periodisch über den Braggwinkel verkippt und somit über alle zeitlichen Schwankungen des Gesamtflusses gemittelt.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Wechselwirkung atomarer Materiewellen mit einem imaginären Potential untersucht. Ein solches Potential kann durch absorptive Prozesse realisiert werden. Dabei konnte ausgehend von einer ebenen Welle die Bildung eines Wellenpaketes um das Minimum des Potentials beobachtet werden. Für lange Wechselwirkungszeiten wurde dabei erstmalig experimentell die Bildung von nicht-zerfließenden Wellenpaketen in einem solchen System demonstriert [31].

Die Untersuchung einzelner dieser Wellenpakete ist experimentell schwierig. Erst die Tatsache, dass eine periodische Anordnung identischer Wellenpakete kohärent präpariert werden kann, führt zu Beugung und ermöglicht damit einen Zugang zu der Wellenfunktion der einzelnen Pakete. Die Analyse der Beugungsbilder erlaubt die Bestimmung der Breite der Wellenpakete. Um nicht nur die Wahrscheinlichkeitsdichte, sondern wirklich die Wellenfunktion der Wellenpakete zu messen, wurde zusätzlich zur Breite der Wellenpakete die Entwicklung der Phase der einzelnen Wellenpakete als Funktion der Wechselwirkungsdauer mit dem Lichtfeld nachgewiesen. Dies gelang durch die Verwendung eines kompakten Interferometeraufbaus aus zwei Stehwellen. Auch wenn es bisher noch nicht möglich war, die genaue Ortsabhängigkeit der Phase zu bestimmen, konnte dennoch die theoretisch erwartete Dynamik in der Entwicklung der Phase beobachtet werden. Analog zur Entwicklung der Wellenpaketbreite zeigt sich auch in der Phase nach einer Anfangsdynamik das Erreichen eines stationären Wertes. Damit konnte klar gezeigt werden, dass sich der Ortsanteil der Wellenfunktion für lange Wechselwirkungszeiten mit dem Lichtfeld nicht mehr ändert.

Das asymptotisch resultierende Wellenpaket hängt nur von wenigen Parametern wie der Intensität und Verstimmung des Lichtfeldes ab. Damit bietet sich diese Präparationsmethode als robustes Werkzeug zur Herstellung von Wellenpaketen mit wohldefinierter Form und zusätzlich einer wohldefinierten Phase an. Der Prozess, der zur Bildung dieser Wellenpakete führt, beruht auf dem selektiven Abschneiden von Teilen der Wellenfunktion. Damit weist er gewisse Ähnlichkeiten mit der Arbeit eines Bildhauers auf und in Anlehnung an das Schaffen Michelangelos [63] wurde der Begriff *Michelangelo wave packet* zur Beschreibung dieser neuen Klasse von nicht-zerfließenden Wellenpaketen vorgeschlagen [31].

Zu Beginn meiner Diplomarbeit wurden die ersten Beugungsbilder für eine absorptive Stehwelle aufgenommen und analysiert. In der Folge wurde noch in Konstanz der Aufbau einer zweiten Stehwelle realisiert und die ersten interferometrischen Messung zur Phase der Wellenpakete durchgeführt. Im Rahmen des Umzugs an das Kirchhoff-Institut in Heidelberg erfolgte dann einem grundlegenden Neukonzipierung des Lasersystems zur Atomstrahlkühlung. Hierbei wurde die bisher zur Laserkühlung verwendete Kombination dreier Diodenlaser durch einen einzigen Tapered-Amplifier Laser ersetzt. Dies ging auch mit einem wesentlichen Umbau des optischen Aufbaus einher. Der neue Laser liefert zwar wesentlich mehr Lichtleistung, sein Verstärkerchip fiel aber innerhalb weniger Wochen zweimal vollständig aus und führte zu dementsprechenden Verzögerungen bei der Durchführung der Experimente. Nach einigen Detailverbesserungen an der Laserkühlung gelang es uns, auch in Heidelberg wieder einen intensiven Atomstrahl zu erzeugen. Damit war eine Reproduktion unserer Messungen aus Konstanz zur Beugung an einer Stehwelle möglich.

Eine vertiefende Ausarbeitung der interferometrischen Phasenmessungen, die auch zeitlich den Großteil meiner Diplomarbeit ausmachten, zeigte aber, dass diese quantitativ und qualitativ nur sehr eingeschränkt reproduzierbar waren. In der Folge machten numerische Simulationen deutlich, dass die Absolutwerte und die Evolution der beobachteten Phasen an den Interferometerausgängen sehr empfindlich von den genauen experimentellen Parametern der einzelnen Stehwellen abhängen. Unter anderem haben kleine Verstimmungen des Laserlichtes gegenüber der Resonanzfrequenz in jeder der Stehwellen großen Einfluss. Dieser Parameter war im ursprünglichen Aufbau nur bedingt kontrollierbar und seine genaue Einstellung wurde durch den Einbau der akusto-optischen Modulatoren möglich. Zusätzlich ermöglichte die Einführung eines Stern-Gerlach-Magnetfeldes und die Verwendung zirkularer Polarisation des Lichtes eine klare Definition der experimentelle Situation.

Die damit jetzt exakt veränderbare Verstimmung der Stehwellen ermöglichte auch die Untersuchung der Wellenpaketdynamik in nahresonanten Potentialen. Es gelang für verschiedene Verstimmungen des Potentials gedämpfte Oszillationen in der Wellenpaketbreite zu zeigen, die in guter Übereinstimmung mit theoretischen Voraussagen sind. Ein qualitatives Verständnis dieses Prozesses ist durch das Einbeziehen der Wirkung der Dipolkraft auf die Bildung des Gleichgewichts zwischen Absorption und Dispersion möglich.

Mit unserer Argonstrahlanlage verfügen wir seit der erfolgreichen Realisierung einer zweidimensionalen magneto-optischen Falle über einen intensiven und langsamen Strahl metastabiler Argonatome. Dieser Strahl wird durch zwei aufeinanderfolgende Spalte in eine Richtung so weit eingeschränkt, dass seine transversale Geschwindigkeit in diese Richtung sehr gering ist und er über einen großen räumlichen Bereich kohärent ist. Eine solche Quelle kohärenter atomarer Materiewellen mit einer Wellenlänge im Bereich von wenigen Ångström erlaubt die Untersuchung von quantenmechanischen Phänomenen in der Richtung senkrecht zum Atomstrahl. In Kombination mit einem ortsauflösenden Detektionssystem im Fernfeld ist insbesondere die Untersuchung periodischer Strukturen möglich. Durch die Verwendung optischer Potentiale liegt ein sehr vielseitiger und variabler Aufbau vor. Der hohe Fluss des vollständig polarisierten Atomstrahls (10 000 Atome/sec) ermöglicht kurze Messzeiten, selbst bei der Verwendung von absorptiven Strukturen. Der Einsatz von verstimmten Stehwellen und die Überlagerung von Stehwellen mit unterschiedlichen Wellenvektoren erlaubt in zukünftigen Experimenten die Realisierung fast beliebiger Potentialstrukturen mit komplexen Amplituden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Einsatz absorptiver Stehwellen sowohl zur Präparation von Wellenpaketen, als auch als Werkzeug zur Abtastung der Wellenfunktion im Nahfeld demonstriert.

Eine der Möglichkeiten für weitere Experimente ist die Erzeugung einer periodischen Abfolge von Doppelmuldenpotentialen, zu denen Vorexperimente begonnen wurden. Ein neuer zusätzlicher Laser (MBR, Coherent) liefert die dafür notwendigen Leistungsdichte. Durch eine Abfolge verschiedener Stehwellen entlang des Atomstrahls kann eine selektive Besetzung nur jedes zweiten Potentialminimums erreicht werden. Dieser Aufbau sollte die direkte Beobachtung der Tunnelprozesse an einem solchen Doppelmuldenpotential in naher Zukunft ermöglichen. Weitere Experimente, die sich ohne große Modifikationen dieses Aufbaus realisieren lassen können, umfassen die periodische Störung eines solchen Doppelmuldenpotentials. Für ein durch eine solche periodische Störung getriebenes System ist unter bestimmten Voraussetzungen theoretisch eine Unterdrückung des Tunnelprozesses vorhergesagt [64] und könnte nun erstmals experimentell demonstriert werden.

Unser Atomstrahl stellt auch ein Modellsystem für die Atomlithographie dar. Hierbei verfügen wir mit unserem Detektor über eine räumliche Auflösung von $\lambda/10$, ohne dass

Deposition stattfindet. Damit kann ein Vorschlag zur Anwendung in der Atomlithographie demonstriert werden, bei dem der Einsatz einer intensiven blauverstimzten Stehwelle den Untergrund zwischen den erzeugten Strukturen effizient verringern soll [65].

Literaturverzeichnis

- [1] M.L. de Broglie. A Tentative Theory of Light Quanta. *Phil. Mag.*, 47:447, 1924.
- [2] E. Schrödinger. Quantisierung als Eigenwertproblem. *Annalen der Physik*, 4:109, 1926.
- [3] C. Davison and L.H. Germer. Diffraction of Electrons by a crystal of Nickel. *Phys. Rev.*, 30:705, 1927.
- [4] O. Carnal and J. Mlynek. Young's Double-Slit Experiment with Atoms: A Simple Atom Interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2689, 1991.
- [5] W.D. Keith, C.R. Ekstrom, Q.A. Turchette, and D.E. Pritchard. An Interferometer for Atoms. *Phys Rev. Lett.*, 66:2963, 1991.
- [6] L. Hackermüller, S. Uttenthaler, K. Hornberger, E. Reiger, B. Brezger, A. Zeilinger, and M. Arndt. Wave nature of Biomolecules and Fluorofullerenes. *Phys. Rev. Lett.*, 91:090408, 2003.
- [7] R. Frisch. Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsrückstoßes. *Zeitschrift für Physik*, 86:42, 1933.
- [8] J.E. Bjorkholm, R.R. Freeman, A.Ashkin, and D.B. Pearson. Observation of Focusing of Neutral Atoms by Dipole Forces of Resonance-Radiation Pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 41:1361, 1978.
- [9] V.I. Balykin, V.S. Letokhov, Yu.B. Ovchinnikov, and A.I. Sidorov. Quantum-State-Selective Mirror Reflection of Atoms by Laser Light. *Phys. Rev. Lett.*, 60:2137, 1988.
- [10] T. Pfau, Ch. Kurtsiefer, C.S. Adams, M. Sigel, and J. Mlynek. Magneto-Optical Beam Splitter for Atoms. *Phys. Rev. Lett*, 71:3427, 1993.
- [11] S. Adams, M. Sigel, and J. Mlyneck. Atom Optics. *Phys. Rep.*, 240:143, 1994.
- [12] H.J. Metcalf and P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer-Verlag, New York, 1999.
- [13] M. Anderson, J. Ensher, M. Matthews, C. Wieman, and E. Cornell. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269:198, 1995.
- [14] K. Davis, M.-O. Mewes, M. Andrews, N. van Druten, D.S. Durfee, D. Kurn, and W. Ketterle. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 75:3969, 1995.
- [15] P.E. Moskowitz, P.L. Gould, S.R. Atlas, and D.E. Pritchard. Diffraction of an atomic beam by standing-wave radiation. *Phys. Rev. Lett.*, 51:370, 1983.

- [16] P.J. Martin, P.L. Gould, B.G. Oldaker, A.H. Miklich, and D.E. Pritchard. Diffraction of atoms moving through a standing light wave. *Phys. Rev. A*, 36:2495, 1987.
- [17] P.J. Martin, B.G. Oldaker, A.H. Miklich, and D.E. Pritchard. Bragg Scattering of Atoms from a Standing Light Wave. *Phys. Rev. Lett.*, 60:515, 1988.
- [18] R. Abfalterer, C. Keller, S. Bernet, M.K. Oberthaler, J. Schmiedmayer, and A. Zeilinger. Nanometer definition of atomic beams with masks of light. *Phys. Rev. A*, 56:4365, 1997.
- [19] M.K. Oberthaler, R. Abfalterer, S. Bernet, J. Schmiedmayer, and A. Zeilinger. Atom Waves in Crystals of Light. *Phys. Rev. Lett.*, 77:4980, 1996.
- [20] M.V. Fedorov, M.A. Efremov, V.P. Yakovlev, and W.P. Schleich. Dynamics of Spontaneous Radiation of Atoms Scattered by a Resonance Standing Light Wave. *J. Exp. Theo. Phys.*, 97:522, 2003.
- [21] J.A. Yeazell, M. Mallalieu, and C.R. Stroud, Jr. Observation of the Collapse and Revival of a Rydberg Electronic Wave Packet. *Phys. Rev. Lett*, 64:2007, 1990.
- [22] A. ten Wolde, L.D. Noordam, A. Lagendjik, and H.B. van Linden van den Heuvell. Atomic Electron Wave Packets in an electrical Field. *Phys. Rev. A*, 40:485, 1989.
- [23] A. Buchleitner, D. Delande, and J. Zakrzewskic. Non-dispersive wave packets in periodically driven quantum systems. *Physics Reports*, 368:409, 2002.
- [24] I. Bialynicki-Birula, M. Kalinski, and J. H. Eberly. Lagrange Equilibrium Points in Celestial Mechanics and Nonspreading Wave Packets for Strongly Driven Rydberg Electrons. *Phys. Rev. Lett.*, 73:1777, 1994.
- [25] E. Lee, A. F. Brunello, and D. Farrelly. Single Atom Quasi-Penning Trap. *Phys. Rev. Lett.*, 75:3641, 1995.
- [26] L.G. Hanson and P. Lambropoulos. Nondispersive Wave Packets in Two-Electron Atoms: Atomic Mode locking by Loss Modulation. *Phys. Rev. Lett.*, 74:5009, 1995.
- [27] H. Maeda and T.F. Gallagher. Nondispersive Wave Packets. *Phys. Rev. Lett.*, 92:133004, 2004.
- [28] L. Khaykovich, F. Schreck, F. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, L.D. Carr, Y. Castin, and C. Salomon. Formation of a matter wave bright soliton. *Science*, 296:1290, 2002.
- [29] K.E. Strecker, G.B. Partridge, A.G. Truscott, and R.G. Hulet. Formation and propagation of matter wave soliton trains. *Nature*, 417:150, 2002.
- [30] B. Eiermann, Th. Anker, M. Albiez, M. Taglieber, P. Treutlein, K.-P. Marzlin, and M.K. Oberthaler. Bright gap solitons of atoms with repulsive interaction. *Phys. Rev. Lett.*, Mai 2004. zur Veröffentlichung akzeptiert.
- [31] R. Stützle, M.C. Göbel, Th. Hörner, E. Kierig, I. Mourachko, M.K. Oberthaler, M.A. Efremov, M.V. Fedorov, V.P. Yakovlev, K.A.H. van Leeuwen, and W.P. Schleich. Sculpturing of non-spreading wave packets in imaginary potentials. in Vorbereitung, Mai 2004.

- [32] I. Rabi. Space Quantisation in a Gyrrating Magnetic Field. *Phys. Rev.*, 51:652, 1937.
- [33] S. Stenholm. Momentum Exchange between Matter and Light. In E. Arimondo, W. Phillips, and F. Strumia, editors, *Proceedings of the International School of Physics 'Enrico Fermi': course 118*, pages 29–70. Elsevier Science Publishers, 1992.
- [34] P. Meystre. *Atom Optics*. Springer-Verlag, New York, 2001.
- [35] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë. *Quantum Mechanics*, volume 1+2. John Wiley & Sons, New York, 1977.
- [36] M.A. Efremov, M.V. Fedorov, V.P. Yakovlev, and W.P. Schleich. Dynamical suppression of radiative decay via atomic deflection by a standing light wave. *Laser Physics*, 13:995, 2003.
- [37] M.V. Berry. *The Diffraction of Light by Ultrasound*. Academic Press, 1966.
- [38] D. O. Chudesnikov and V. P. Yakovlev. Bragg Scattering on Complex Potential and Formation of Super-Narrow Momentum Distributions of Atoms in Light Fields. *Laser Phys.*, 1:110, 1991.
- [39] C. Keller, M. K. Oberthaler, R. Abfalterer, S. Bernet, J. Schmiedmayer, and A. Zeilinger. Tailored Complex Potentials and Friedels Law in Atom Optics. *Phys. Rev. Lett.*, 79:3327, 1997.
- [40] W.H. Bragg and W.L. Bragg. The Reflection of X-rays by Crystals. *Proc. R. Soc. Lond.*, 88:428, 1913.
- [41] M.K. Oberthaler. *Wellen im periodischen Medium am Beispiel atomarer Materiewellen in Lichtkristallen*. Doktorarbeit, Universität Innsbruck, 1997.
- [42] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics*. Cambridge University Press, 7th edition, 1999.
- [43] E. Hecht and A. Zajac. *Optics*. Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 4th edition, 1979.
- [44] P. L. Gould, P. J. Martin, G. A. Ruff, et al. Momentum transfer to atoms by a standing light wave: Transition from diffraction to diffusion. *Phys. Rev. A*, 43:585, 1991.
- [45] J. Dalibard, Y. Castin, and K. Mølmer. Wave-Function Approach to Dissipative Processes in Quantum Optics. *Phys. Rev. Lett.*, 68:580, 1992.
- [46] S.H. Kienle, M. Freyberger, W.P. Schleich, and M.G. Raymer. *Experimental Metaphysics*, chapter Quantum Beam Tomography, page 121. Kluwer Academic Publishers, 1997.
- [47] Ch. Kurtsiefer, T. Pfau, and J. Mlyneck. Measurement of the Wigner Function of an ensemble of Helium atoms. *Nature*, 386:150, 1997.
- [48] M. Freyberger and S.H. Kienle. Interferometric measurement of an atomic wave function. *Phys. Rev. A*, 56:195, 1997.

- [49] S.H. Kienle, D. Fischer, W.P. Schleich, V.P. Yakovlev, and M. Freyberger. Reconstructing quantum states via quantum tomography and atom interferometry. *Appl. Phys. B*, 65:735, 1997.
- [50] H. Katori and F. Shimizu. Lifetime measurements of the $1s_5$ metastable state of Argon and Krypton with a magneto-optical trap. *Phys. Rev. Lett.*, 70:3545, 1993.
- [51] I.I. Sobelman. *Atomic Spectra and Radiative Transitions*, volume 1 of *Springer Series in Chemical Physics*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1979.
- [52] M. Störzer. Realisierung eines langsamen, intensiven Strahls metastabiler Argonatome. Diplomarbeit, Universität Konstanz, 2003.
- [53] J. Kawanaka, M. Hagiuda, K. Shimizu, and H. Takuma. Generation of an Intense Low-Velocity Metastable-Neon Atomic Beam. *Appl. Phys. B*, 56:21, 1993.
- [54] W. Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer Verlag, 2nd edition, 1991.
- [55] B. Albrecht. Atomstrahlkollimation durch Laserkühlung mit verkippten Spiegeln. Diplomarbeit, Universität Konstanz, 1997.
- [56] W.D. Phillips and H. Metcalf. Laser Deceleration of an Atomic Beam. *Phys. Rev. Lett.*, 48:596, 1982.
- [57] E. Riis, D. Weiss, K. Moler, and S. Chu. Atomic funnel for the production of a slow, high-density atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, 64:1658, 1990.
- [58] A. Scholz, M. Christ, D. Doll, J. Ludwig, and W. Ertmer. Magneto-optical preparation of a slow, cold and bright Ne^* atomic beam. *Opt. Comm.*, 111:155, 1994.
- [59] F. Lison, P. Schuh, D. Haubrich, and D. Meschede. High-brilliance Zeeman-slowed cesium atomic beam. *Phys. Rev. A*, 61:013405, 1999.
- [60] J.G.C. Tempelaars, R.J.W. Stas, P.G.M. Sebel, H.C.W. Beijerinck, and E.J.D. Vredenburg. An intense, slow and cold beam of metastable $\text{Ne}(3s) \ ^3P_2$ atoms. *Eur. Phys. J. D*, 18:113, 2002.
- [61] H.F. Talbot. Experiments on the Interference of Light. *Phil. Mag*, 9:401, 1836.
- [62] G. Borrmann. Über Extinktionsdiagramme von Quarz. *Phys. Z.*, 42(9):157, 1941.
- [63] z.B. in D. Preble. *Artforms*. Harper & Row, New York, 1978.
- [64] F. Grossmann, T. Dittrich, P. Jung, and P. Hänggi. Coherent Destruction of Tunneling. *Phys. Rev. Lett.*, 67:516, 1991.
- [65] R. Stützle, D. Jürgens, A. Habenicht, and M.K. Oberthaler. Dissipative light masks for atomic nanofabrication. *J. Opt. B*, 5:164, 2002.

Dank

Am Ende dieser Arbeit möchte ich noch die Möglichkeit nutzen, mich bei allen, die mich während der letzten Jahre und bei dieser Arbeit unterstützt haben, zu bedanken. Mein Dank gilt dabei:

- Markus Oberthaler für die Möglichkeit in seiner Arbeitsgruppe und an diesem Experiment zu arbeiten. Er hat trotz neuer Verpflichtungen fast immer ein offenes Ohr und hat mir in vielen Diskussionen eine Menge beigebracht. Seine Begeisterung für Physik ist ansteckend!
- Herr Prof. Leiderer und Frau Prof. Scheer, die sich bereit erklärt haben, meine Diplomarbeit trotz des Umzugs unserer Arbeitsgruppe nach Heidelberg offiziell zu betreuen und zu begutachten
- „meinem“ Doktoranden Ralf Stützle, der mir bei allen Fragen und Problemen des Laboralltags stets eine große Hilfe war. Sein Organisationstalent hat maßgeblich zum Gelingen des Umzugs und des schnellen Wiederaufbaus beigetragen. Auch wenn wir uns manchmal nur schwer über das Musikprogramm im Labor einig wurden, wird mir die nette Atmosphäre in guter Erinnerung bleiben. Einen ganz speziellen Dank auch für das Korrekturlesen dieser Arbeit und die vielen Verbesserungsvorschläge.
- dem restlichen Team am Argon Experiment: unserem Post-Doc Igor Mourachko und den Heidelberger Neuzugängen Lisa Kierig und Thomas Hörner, die neuen Schwung in unsere Truppe brachten.
- den anderen aktuellen oder ehemaligen Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe: Michael Albiez, Thomas Anker, Bernd Eiermann, Rudolf Gati, Alexander Greiner, Stefan Hunsmann, Dirk Jürgens und Matthias Taglieber. Jeder von ihnen trug auf seine Weise zur lockeren und kreativen Atmosphäre in unserer Gruppe bei, die ich im letzten Jahr zu schätzen lernte.
- natürlich meiner Familie und meinen Freunden, ohne die alles nicht möglich gewesen wäre.