

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG



KIRCHHOFF-INSTITUT FÜR PHYSIK

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Naturwissenschaftlich-Mathematischen

Gesamtfakultät

der

Ruprecht-Karls-Universität

Heidelberg

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Ralf Stütze

aus Tuttlingen

Tag der mündlichen Prüfung: 1. Februar 2006

Nicht zerfließende Wellenpakete in imaginären Potentialen

Gutachter: Prof. Dr. Markus K. Oberthaler
Prof. Dr. Jörg Schmiedmayer

Nicht zerfließende Wellenpakete in imaginären Potentialen

In dieser Arbeit wird die experimentelle Realisierung eines neuartigen nicht zerfließenden Wellenpakets beschrieben. Es wird gezeigt, dass ein Absorptionsmechanismus die Dispersion einer Materiewelle kompensieren kann und sich so im Bereich eines Absorptionsminimums ein Wellenpaket ausbildet, dessen Form zeitlich konstant ist. Das Experiment wurde mit einem langsamen, intensiven Strahl metastabiler Argonatome durchgeführt. Eine stehende Lichtwelle, die resonant mit einem offenen Übergang des metastabilen Atoms ist, wirkt als periodische absorptive Struktur. Die Wellenfunktion wird durch Messung der Impulsverteilung charakterisiert. Eine interferometrische Methode erlaubt zudem Rückschlüsse auf die räumliche Phase des nicht zerfließenden Wellenpakets. Mit einem veränderten Aufbau konnte durch Überlagerung des Dipolpotentials zweier stehender Lichtwellen ein periodisches Doppelpotential für Atome realisiert werden. Dies ist der Ausgangspunkt, um das Tunneln einzelner Atome untersuchen zu können. In dieser Arbeit wurden numerische Simulationen zur Präparation des Anfangszustands und zur zukünftigen Erweiterung des Experiments durchgeführt. So sollte es demnach möglich sein getriebenes Tunneln zu untersuchen und so auch den Effekt des Coherent Destruction of Tunneling zu demonstrieren.

Nonspreading wave packets in imaginary potentials

In this thesis the realization of a new type of nonspreading wave packets is presented. It is shown, that an absorption mechanism can compensate the dispersion of a matter-wave. Therefore wave packets form around points of minimal absorption whose width doesn't change in time. The experiments were performed using a slow, intensive beam of metastable argon atoms. A standing light wave resonant with an open transition of the metastable atom acts as a periodic absorptive structure. The wave function is characterized by measuring the momentum distribution. An interferometric method allows to deduce the spatial phase of the nonspreading wave packet.

A periodic double-well potential for atoms was created by adding the dipole potential of two standing light waves in a modified setup. This is the starting point for studying tunnelling of single particles. In this thesis numerical simulations concerning the preparation of the initial wave function are presented. Also the extension of the experiment towards a driven system with the goal to demonstrate the effect of coherent destruction of tunnelling is studied numerically.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Experimenteller Aufbau	3
2.1	Argon	3
2.2	Vakuum und Atomstrahlquelle	6
2.3	Laserkühlung	9
2.3.1	Lasersystem	10
2.3.2	Kollimator	11
2.3.3	Zeeman-Slower	14
2.3.4	Funnel	16
2.4	Spalte, Experimentierkammer, Stern-Gerlach-Feld	24
2.5	Detektor und Datenverarbeitung	27
3	Nicht zerfließende Wellenpakete in imaginären Potentialen	31
3.1	Theorie	31
3.2	Experimentelle Ergebnisse	38
3.2.1	Impulsverteilungen	39
3.2.2	Skalierungsverhalten	41
3.2.3	Messung der Phase - Interferometrie	41
3.2.4	Kleine Verstimmungen	47
3.3	Übersicht über nicht zerfließende Wellenpakete	48
4	Periodische Doppeltopfpotentiale	53
4.1	Theorie	53
4.2	Experimenteller Aufbau	61
4.3	Experimentelle Ergebnisse	64
4.3.1	Bragg-Beugung als Methode zur Winkeljustage	65
4.3.2	Realisierung des symmetrischen Doppeltopfpotentials	65
4.4	Präparation des Anfangszustands	71
4.5	Coherent Destruction of Tunneling	76
5	Zusammenfassung und Ausblick	83
A	Anhang	87
	Literaturverzeichnis	91

1 Einleitung

Die Entwicklung der Quantenmechanik begann mit dem Postulat, dass Materie in Analogie zu Lichtquanten eine Wellennatur habe (de Broglie, 1924). Kurz darauf gelang es, die Gleichung für die nicht relativistische Dynamik einer Materiewelle anzugeben (Schrödinger, 1926a). Damit sollten auch für Materiewellen bekannte Effekte aus der Wellenoptik wie Interferenz, Beugung und Dispersion beobachtbar sein. Der sicher erstaunlichste Effekt, der sich aus der Welleneigenschaft ergibt, ist der Tunneleffekt (Hund, 1927). Die Präparation und Manipulation quantenmechanischer Zustände hat sich in den letzten Jahren sehr weiterentwickelt, und könnte Anwendungspotential für den Bau eines Quantencomputers haben.

Der erste experimentelle Nachweis der Wellennatur von Materie gelang durch Bragg-Beugung von Elektronen an einem Nickelkristall (Davisson und Germer, 1927). Erst viel später konnte dies für Neutronen erreicht werden (Shull, 1968). Interferometrische Experimente mit atomaren Materiewellen waren aufgrund der hohen experimentellen Anforderungen erst zum Ende des letzten Jahrhunderts möglich (Carnal und Mlynek, 1991; Keith *et al.*, 1991). Seitdem wird der Übergang zwischen klassischem und quantenmechanischem Verhalten für immer schwerere Teilchen untersucht. Dabei gelang es die Beugung von C₆₀-Materiewellen an einem Gitter zu demonstrieren (Arndt *et al.*, 1999), und inzwischen konnten sogar die Welleneigenschaften von Biomolekülen und Fluorofullerenen mit einer Masse von 1632 amu gezeigt werden (Hackermüller *et al.*, 2003). Vor kurzem wurde der Übergang zu klassischem Verhalten durch thermische Dekohärenz für C₇₀-Moleküle experimentell untersucht (Hackermüller *et al.*, 2004).

Als ein sehr vielfältiges Feld hat sich das Experimentieren mit atomaren Materiewellen entwickelt. Die interne Struktur ermöglicht, speziell mit Lasern, umfangreiche Manipulationsmöglichkeiten. Das Konzept, die Bewegung von Atomen durch Licht zu beeinflussen, basiert auf dem Impulsübertrag bei Absorption und nachfolgender spontaner Emission (Einstein, 1917). Diese Kraftwirkung konnte erstmals durch die Ablenkung eines Natrium-Atomstrahls mittels einer Natriumdampfampe demonstriert werden (Frisch, 1933). Erst mit der Entwicklung des Lasers war es möglich, ausreichende Intensitäten im Frequenzbereich atomarer Resonanzen zu erzeugen, um weiterführende Effekte zu untersuchen. Es entstand das Gebiet der Atomoptik, in dem die Rollen von Licht und Materie im Vergleich zur klassischen Optik vertauscht sind. Es gelang Linsen, Spiegel, Strahlteiler und Wellenleiter für neutrale Atome zu realisieren (Adams *et al.*, 1994).

Ein weiterer wichtiger Aspekt der Atom-Licht-Wechselwirkung ist die Möglichkeit Atome gezielt abzubremesen. Diese sogenannte Laserkühlung geht auf eine Idee von Hänsch und Schawlow (1975) zurück. Inzwischen wurden hierzu diverse Methoden entwickelt. Eine Übersicht findet sich im Buch von Metcalf und van der Straten (1999).

Laserkühlung spielt heute meist als Vorstufe zum eigentlichen Experiment eine wichtige Rolle, wie z.B. bei der Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten (Anderson *et al.*, 1995; Davis *et al.*, 1995).

Speziell erlaubt die Laserkühlung die Präparation von intensiven und langsamen Atomstrahlen. Dies ermöglicht die Untersuchung von Effekten der linearen Quantenmechanik, da die Wechselwirkung zwischen den Atomen typischerweise vernachlässigt werden kann. Vor allem die Wechselwirkung mit dem Dipolpotential einer stehenden Lichtwelle erlaubt die Realisierung eindimensionaler quantenmechanischer Modellsysteme. So wurde in verschiedenen Experimenten die Beugung eines Atomstrahls am konservativen Dipolpotential einer weit verstimmt stehenden Lichtwelle untersucht (Moskowitz *et al.*, 1983; Martin *et al.*, 1988). Die spezielle interne Struktur metastabiler Edelgasatome erlaubt es einen Absorptionsprozess für Atome zu realisieren. Dies kann formal in der Schrödinger-Gleichung durch ein imaginäres bzw. komplexes Potential erfasst werden (Chudesnikov und Yakovlev, 1991; Oberthaler *et al.*, 1999).

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit einem langsamen Strahl metastabiler Argon-Atome unter Verwendung konservativer, komplexer und imaginärer Potentiale eindimensionale quantenmechanische Effekte studiert. Die Potentiale werden durch stehende Lichtwellen erzeugt, die senkrecht zum Atomstrahl ausgerichtet sind. Zum Studium der Materiewellendynamik können die stehenden Lichtwellen in ihrer Länge verändert werden. Die Charakterisierung der Wellenfunktion erfolgt durch Messung der Impulsverteilung im Fernfeld. Der experimentelle Aufbau wird in Kapitel 2 erläutert.

Die beiden durchgeführten Experimente widmen sich jeweils einem der typisch quantenmechanischen Phänomene Dispersion und Tunneleffekt. Es werden Konzepte vorgestellt, mit denen sich Dispersion bzw. Tunneln kontrollieren und sogar verhindern lassen. Im ersten Experiment wird in einem rein imaginären Potential ein neuartiges nicht zerfließendes Wellenpaket präpariert (Kapitel 3). Absorption und Dispersion gleichen sich gegenseitig aus, so dass das Zerfließen des Wellenpakets im Bereich eines Absorptionsminimums unterdrückt ist (Fedorov *et al.*, 2003). Experimentell wird untersucht, wie sich das Wellenpaket ausgehend von einer ebenen Welle ausbildet. Zudem erlaubt eine interferometrische Methode Rückschlüsse auf die Phase des Wellenpakets.

Im zweiten Experiment wurde ein periodisches Doppelpotential realisiert, mit dem sich schon bald das Tunneln einzelner Teilchen zwischen den Potentialminima beobachten lassen sollte (Kapitel 4). Ein symmetrisches Doppelpotential wird durch das konservative Dipolpotential zweier stehender Lichtwellen erzeugt. Theoretisch wurde vorhergesagt (Grossmann *et al.*, 1991), dass durch Treiben des Systems, d.h. durch periodisches Anheben und Absenken der Einzeltöpfe, die Tunnelzeit kontrolliert und sogar das Tunneln vollständig unterdrückt werden kann. Hierfür müssen gewisse Bedingungen an Frequenz und Amplitude gestellt werden. Die Realisierbarkeit des Effekts mittels des hier vorgestellten Aufbaus wurde numerisch untersucht.

2 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau zur Durchführung von Einzelatomexperimenten beschrieben. Nach Vorstellung der charakteristischen Eigenschaften des verwendeten Elements wird die Erzeugung eines langsamen, intensiven Atomstrahls mittels Methoden der Laserkühlung beschrieben. Die Vorstellung des Designs der Experimentierkammer und der Funktionsweise des Einzelatomdetektors schließen das Kapitel ab.

2.1 Argon

Alle in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden mit metastabilen Argonatomen durchgeführt. Argon hat als Edelgas den Vorteil sehr reaktionsträge zu sein, weshalb man nicht mit ungewollten chemischen Reaktionen mit Bestandteilen des experimentellen Aufbaus rechnen muss. Die wichtigsten (atomoptischen) Eigenschaften von Argon sind im Anhang zusammengefasst. Im Experiment wird ausschließlich das mit 99,6% natürlicher Häufigkeit vorkommende Isotop ^{40}Ar verwendet. Es handelt sich um ein bosonisches Atom, das aufgrund seiner Eigenschaft als gg-Kern (18 Protonen und 22 Neutronen) keinen Kernspin besitzt, weshalb auch keine Hyperfeinstrukturaufspaltung der elektronischen Energieniveaus auftritt.

Die Grundzustandselektronenkonfiguration von Argon besteht aus abgeschlossenen Schalen und lautet $[\text{Ne}]3s^23p^6$. Die niedrigste elektronische Anregung benötigt 11,5 eV, da ein 3p-Elektron in eine höhere $n_e l$ -Schale angeregt werden muss $[\text{Ne}]3s^23p^5(n_e l)$. Im Gegensatz zu leichteren Atomen liegt keine LS -Kopplung vor, sondern die Beschreibung gelingt in der jl -Kopplung (Racah-Kopplung). Da sich das angeregte Elektron sehr weit vom Kern entfernt befindet, koppelt es nur schwach an die inneren Schalen. Der Bahndrehimpuls \mathbf{L} und der Gesamtspin \mathbf{S} der inneren Schalen koppeln zum Drehimpuls \mathbf{j} . Dieser koppelt mit dem Bahndrehimpuls \mathbf{l} des angeregten Elektrons zum Drehimpuls \mathbf{K} , welcher abschließend mit dem Spin \mathbf{s} des Leuchtelektrons zum Gesamtdrehimpuls \mathbf{J} des Atoms koppelt. In der Racah-Kopplung wird eine Einzelelektronenanregung folglich beschrieben durch: $^{2s+1}L_j n_e l [K]_J$.

Für spektroskopische Anwendungen ist nur die Angabe der Quantenzahlen, die die Auswahlregeln für Dipolübergänge bestimmen, relevant. Deshalb beschränkt man sich oft auf die Paschen-Notation: $(n_e - 3)l_q(J)$ (Abbildung 2.1). Der Index q nummeriert die Terme mit ansonsten gleichen Quantenzahlen nach abnehmender Energie. Der Grundzustand wird abweichend von dieser Regel mit $1s_1(J = 0)$ bezeichnet. Das Termschema von Argon zerfällt, da die inneren Schalen sowohl zu $j = 1/2$ und $j = 3/2$ koppeln können, in zwei Teile. Im Gegensatz zu Helium sind aber schwache Übergänge zwischen diesen beiden Systemen möglich. Die 4s-Mannigfaltigkeit besteht folglich aus vier Niveaus ($1s_2 \dots 1s_5$). Ist das Leuchtelektron in einen 4p-Zustand angeregt so ergeben sich zehn

Kopplungsmöglichkeiten ($2p_1$ bis $2p_{10}$). Die beiden Niveaus $1s_3$ und $1s_5$ sind metastabil, da aufgrund der Auswahlregel keine Dipolübergänge in den Grundzustand möglich sind. Die Lebensdauer des $1s_5$ Zustands wurde zu 38 s bestimmt (Katori und Shimizu, 1993). Die Lebensdauer des $1s_3$ Zustands konnte bisher nur zu 45 s berechnet werden (Small-Warren und Chow Chiu, 1975).

Mit diesem komplexen Niveauschema ist Argon ein sehr gut geeignetes Element für atomoptische Experimente. Laserkühlung, ausgehend vom Grundzustand, verlangt jedoch schmalbandiges Laserlicht bei Wellenlängen für die es noch keine Laser gibt. Für atomoptische Experimente werden die Atome deshalb z.B. durch inelastische Stöße in einer Gasentladung in einen der metastabilen Zustände $1s_3$ oder $1s_5$ angeregt. Von dort sind diverse Übergänge zu den $2p$ Niveaus möglich. Die hierzu gehörenden Übergangswellenlängen liegen im nahen Infrarot, einem Bereich in dem diverse leistungsstarke Laserquellen zur Verfügung stehen. Die wichtigsten Übergänge werden im Folgenden kurz diskutiert. Eine Aufstellung der charakteristischen Parameter findet sich im Anhang.

Geschlossener Übergang $1s_5 \rightarrow 2p_9$

Die Wellenlänge des Übergangs $1s_5 \rightarrow 2p_9$ liegt bei 811,757 nm. Dem Experiment steht hierfür ein kommerzieller Tapered-Amplifier Laser (Fa. Toptica TA100) mit einer Ausgangsleistung von 400 mW zur Verfügung. Es handelt sich um einen erlaubten Dipolübergang ($\tau=30,1$ ns), der absolut geschlossen ist, d.h. alle Atome fallen aus dem angeregten Zustand zurück in den Zustand $1s_5$. Dies ist für sämtliche Laserkühltechniken, die zur Atomstrahlpräparation verwendet werden, von großem Vorteil, da kein Rückpumpen der Atome in den Kühlübergang nötig ist.

Offener Übergang $1s_5 \rightarrow 2p_8$

Die für diesen Übergang nötige Wellenlänge von 801,702 nm wird in unserem Experiment von einem selbst gebauten gitterstabilisierten Diodenlaser (10 mW) erzeugt. Atome im angeregten Zustand $2p_8$ zerfallen nur zu 31 % zurück in den Zustand $1s_5$, während 69 % in den Zustand $1s_4$ übergehen, von dem aus sie in den Argongrundzustand zerfallen. Da das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Detektionssystem nur Atome in metastabilen Zuständen nachweisen kann, lässt sich mit resonantem Licht dieser Wellenlänge ein Absorptionsmechanismus für metastabile Argonatome realisieren. Die Atome treffen zwar auf den Detektor, können dort aber kein Zählereignis mehr auslösen.

In Abbildung 2.1 sind weitere Übergänge eingezeichnet, die für atomoptische Experimente mit metastabilem Argon relevant sind. Ein Übergang bei 714,903 nm führt vom Zustand $1s_5$ zum Zustand $2p_4$. Von hier aus landen 56 % der Atome im anderen metastabilen Zustand $1s_3$. Dieser Zustand hat als Zustand mit $J = 0$ den Vorteil insensitiv gegen äußere Magnetfelder zu sein. Mit dem im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Aufbau in seiner Urform wurden an der Universität Konstanz Atome in einer magnetooptischen Falle gefangen und anschließend in ein blau-verstimmtes optisches Gitter geladen und ihre Dynamik studiert (Müller-Seydlitz *et al.*, 1997). Mit einem erweiterten Aufbau gelang es einen planaren de Broglie-Wellenleiter vor einer Oberfläche zu realisieren (Gauck *et al.*, 1998). Schließlich war man in der Lage diesen Wellenleiter kontinuierlich zu laden und verschiedene atomoptische Elemente zu demonstrieren (Schneble *et al.*, 2003). Das Fangen metastabiler Argonatome in einer magnetooptischen Falle gelang auch einer Gruppe

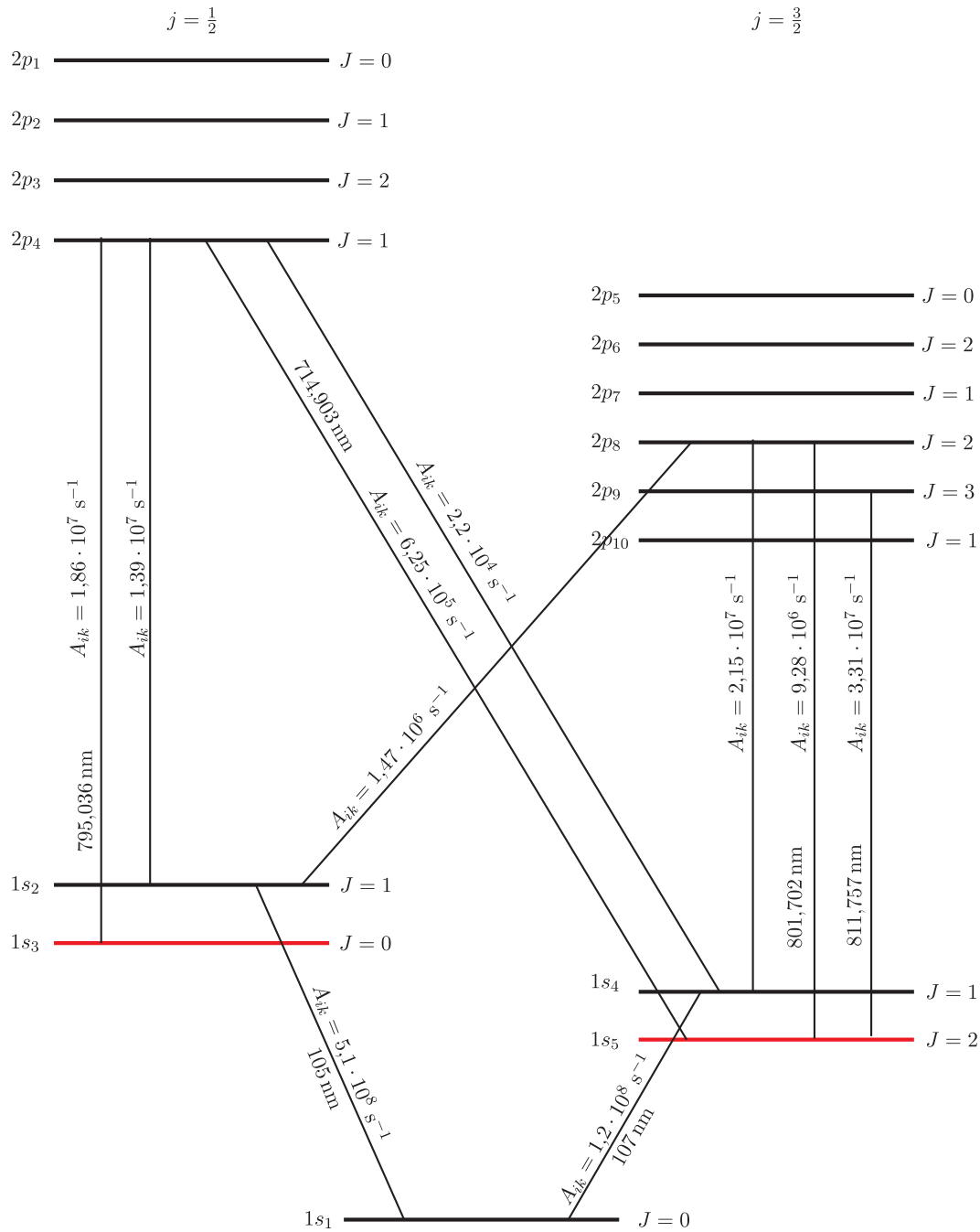


Abbildung 2.1: Energieniveaus im Argonatome in Paschen-Notation. Die rot gezeichnete Zustände $1s_3$ und $1s_5$ sind metastabil. Für atomoptisch relevante Dipolübergänge sind Einstein-Koeffizienten und Übergangswellenlängen angegeben.

in den USA (Sukenic und Busch, 2002). Hier wurden gleichzeitig Rubidiumatome gefangen, mit dem Ziel die Wechselwirkung der Elemente untereinander zu untersuchen und ggf. RbAr-Moleküle zu erzeugen.

Weitere wichtige Experimente mit metastabilen Argonatomen speziell unter Verwen-

derung des offenen Übergangs wurden an der Universität Innsbruck durchgeführt. Mit Hilfe eines thermischen Atomstrahls wurde die atomare Dynamik in stehenden Lichtwellen im Rahmen der dynamischen Beugungstheorie studiert. Eine Übersicht findet sich bei Oberthaler *et al.* (1999).

Experimente zur Erzeugung periodischer Nanostrukturen mit Hilfe eines Strahls metastabiler Argonatome wurden an der Universität Harvard durchgeführt. In einer leicht blau-verstimmten absorptiven stehenden Lichtwelle wurden die Atome bis an das Heisenberglimit lokalisiert. Um dieses periodische Atommuster auf ein Substrat zu übertragen, wurde, die innere Energie der Atome ausnutzend, die Substratoberfläche lokal chemisch so verändert, dass durch ein Ätzverfahren eine Linienstruktur mit Abstand der halben Laserwellenlänge erzeugt werden konnte (Johnson *et al.*, 1998). Eine Übersicht über diese Methode zur Erzeugung von Nanostrukturen, speziell unter Verwendung metastabiler Atome, findet sich in den Übersichtsartikeln von Oberthaler und Pfau (2003) bzw. Meschede und Metcalf (2003).

Die für moderne materiewellenoptische Experimente interessante Bose-Einstein Kondensation scheint derzeit mit metastabilen Argonatomem aussichtslos. Probleme auf dem Weg zur Kondensation metastabiler Edelgase bereiten sog. Penning-Ionisationen. Hierbei stoßen zwei metastabile Atome und es entsteht ein Ion, ein Elektron und ein Atom im Grundzustand. Durch diesen Prozess wird das atomare Ensemble aufgeheizt und zudem gehen Atome aus der Falle verloren. Für leichte metastabile Atome können Penning-Ionisationen durch Spinpolarisation der Atome (typischer Weise in einer Magnetfalle) so stark unterdrückt werden, dass es bisher drei Gruppen gelungen ist ^4He -Atome im Zustand 2^3S_1 zu kondensieren (Pereira Dos Santos *et al.*, 2001; Robert *et al.*, 2001; Tychkov *et al.*, 2005). Für metastabiles Neon wurde die Unterdrückung vor kurzem nachgewiesen (Spoden *et al.*, 2005). Ob sie allerdings ausreichend ist, um ein BEC zu erzeugen, ist noch nicht geklärt.

2.2 Vakuum und Atomstrahlquelle

Vakuum

Um Experimente mit einem Atomstrahl durchführen zu können, muss dieser in einem Vakuum geführt werden, das hinreichend gut ist, um Stöße mit dem Hintergrundgas zu verhindern. Die verwendete Vakuumkammer (Abbildung 2.2 und 2.3) lässt sich in zwei Teile gliedern: In einen Hochvakuum- und einen Ultrahochvakuumbereich. Im Hochvakuumbereich befindet sich die Atomstrahlquelle (nächster Teilabschnitt) und die Kollimation des Atomstrahls (Abschnitt 2.3.2). Die Quellkammer wird von einer Öldiffusionspumpe (Alcatel 6250, Saugleistung 2350 l/s) und einer zweistufigen Drehschieberpumpe (Alcatel 2063, $65 \text{ m}^3/\text{h}$) bis auf 10^{-7} mbar evakuiert. Die große Saugleistung dieser Pumpe ist notwendig, da während der Experimente ständig Argongas in die Quellkammer geleitet wird. Bei Betrieb der Quelle liegt der Druck bei ca. $2 \cdot 10^{-5}$ mbar. Die Kollimationskammer ist mit der Quellkammer über eine differentielle Pumpstufe (Blende mit Durchmesser 1 mm) verbunden und wird von einer kleineren Öldiffusionspumpe (Alcatel Crystal 162, 700 l/s; Vorpumpe: Alcatel 2021, $20,5 \text{ m}^3/\text{h}$) bis auf $8 \cdot 10^{-7}$ mbar (im Betrieb $2 \cdot 10^{-6}$ mbar) evakuiert. Eine Flüssig-Stickstoff-Dampfsperre über der Öldiffusionspumpe soll Treibmittelrückströmung in den Rezipienten weitestgehend verhindern.

Ein von Hand zu betätigendes Schieberventil trennt den folgenden Ultrahochvakuumbereich von der Kollimationskammer, so dass Wartungsarbeiten an der Quelle ohne brechen des Ultrahochvakuums durchgeführt werden können. Die Hochvakuumkammer wird nur während des Atomstrahlbetriebs evakuiert. Der Enddruck wird aufgrund der schnell arbeitenden Diffusionspumpen jeweils schon nach wenigen Minuten Pumpzeit erreicht.

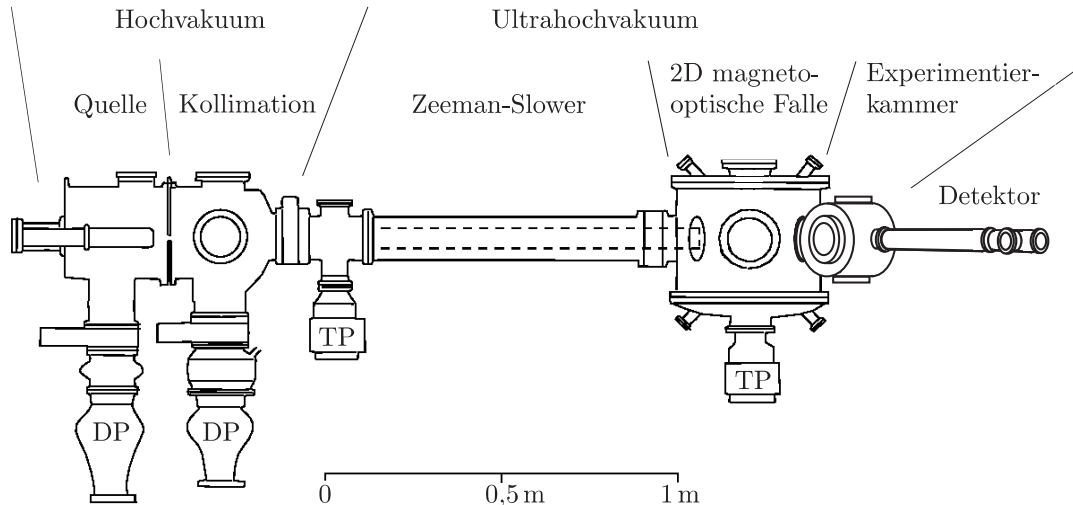


Abbildung 2.2: Schema der Atomstrahlapparatur. Der Hoch- bzw. Ultrahochvakuumbereich wird von zwei Öldiffusionspumpen (DP) bzw. zwei Turbomolekularpumpen (TP) evakuiert.

Der Ultrahochvakuumbereich besteht aus einem Flugrohr (Länge ca. 1 m), in dem der Atomstrahl abgebremst wird (Abschnitt 2.3.3), und einem großen Topf, in dem der Atomstrahl komprimiert und um 42° abgelenkt wird (Abschnitt 2.3.4). Es schließt sich die Experimentierkammer und eine weitere Flugstrecke an, ehe die Atome auf den Detektor treffen. Die gesamte Ultrahochvakuumkammer wird von zwei magnetgelagerten Turbomolekularpumpen (Balzers TPU 520M, 3001/s) evakuiert. Als gemeinsame Vorpumpe dient eine Drehschieberpumpe (Alcatel 2021, $20,5 \text{ m}^3/\text{h}$). Zwischen der Turbopumpe am großen Vakuumtopf und der Vorpumpe ist zusätzlich eine kleine Turbodragpumpe (Balzers TPD 020, 181/s) geschaltet. An der Ultrahochvakuumkammer wird permanent gepumpt, wodurch ein Enddruck von $2 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$ erreicht wird. Ist ein Belüften der Vakuumkammer notwendig, so ist nach 2-4 Tagen Pumpzeit die Anlage wieder betriebsbereit.

Atomstrahlquelle

Zur Erzeugung der metastabilen Argonatome kommt eine Hochspannungsgasentladungsquelle zum Einsatz, die sowohl bezüglich der Anregungseffizienz als auch der Erzeugung möglichst langsamer Atome optimiert ist (Abbildung 2.4). Die Konstruktion basiert auf einem ursprünglich für Neonatome entwickelten Design (Kawanaka *et al.*, 1993). Das Argongas wird einer handelsüblichen Gasflasche entnommen (Argon 4.8) und über ein Dosierventil in die Quelle geleitet. Das Gas wird auf seinem Weg durch einen schmalen Spalt zwischen Pyrexröhrchen und dem mit flüssigem Stickstoff gefüllten Kühltank

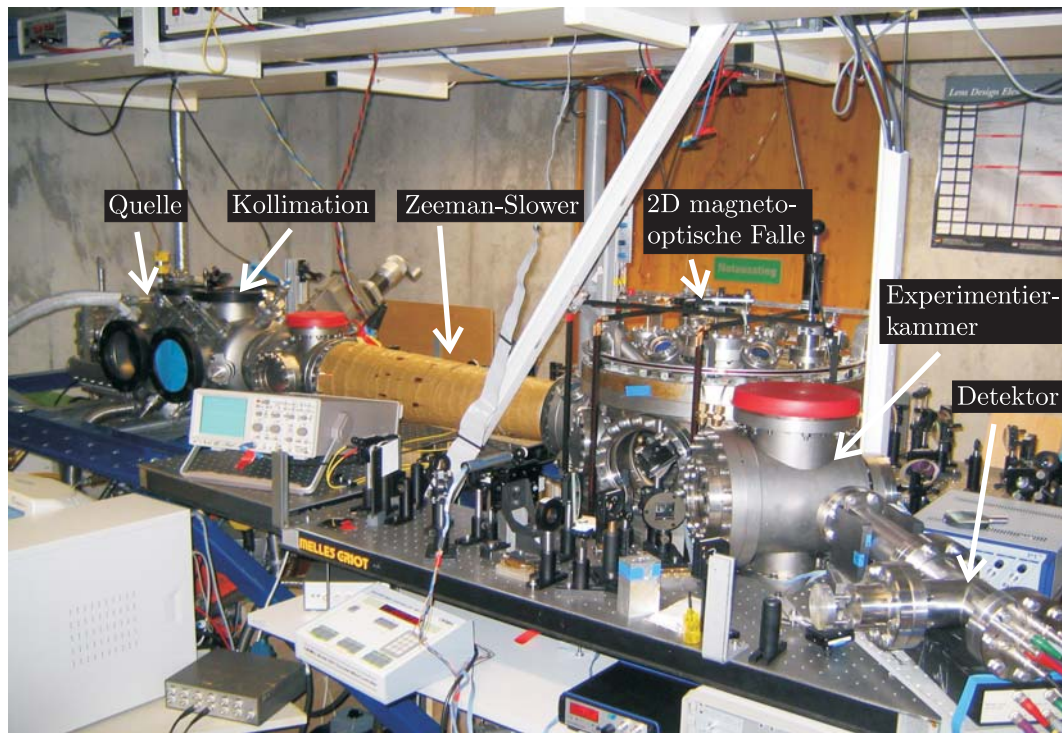


Abbildung 2.3: Foto der Atomstrahlapparatur.

abgekühlt, um so einen Strahl mit möglichst geringer Anfangsgeschwindigkeit zu erzeugen. An der Spitze des Pyrexröhrchens brennt durch ein Loch (Durchmesser $500 \mu\text{m}$) die Gasentladung. Als Anode dient eine 2 mm dicke Stahlplatte, die den vorderen Abschluss des Kühltanks bildet. Der Atomstrahl tritt durch ein 1 mm grosses Loch in dieser Platte aus. Durch Sputterprozesse vergrößert sich dieses Loch allmählich, was die Zündung der Quelle erschwert, so dass diese Platte nach $4(\pm 3)$ Monaten erneuert werden muss. Als Kathode dient eine Anordnung von vier Schweißdrähten. Diese lösen sich auch im Betrieb langsam auf, so dass sie ebenfalls nach einigen Monaten erneuert werden müssen. Die Gasentladung brennt typischerweise bei $6,6 \text{ mA}$ ($U_1 = -300 \text{ V}$, Zündspannung: -2 kV) und einem Hintergrundgasdruck in der Quellkammer von $2 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$. (Der Druck innerhalb der Quelle liegt dabei deutlich höher, kann aber nicht gemessen werden.) In der Gasentladung werden die Argonatome durch inelastische Stöße mit Elektronen in höhere Zustände angeregt. Die Atome relaxieren in die metastabilen Zustände $1s_3$ oder $1s_5$ oder gehen unter Aussendung eines UV-Photons in den Grundzustand über.

Zur Erhöhung der Anregungseffizienz befindet sich nach der Anode noch eine weitere Elektrode, die auf positivem Potential liegt ($I = 9,6 \text{ mA}$, $U_2 = 140 \text{ V}$; Zündspannung $3,6 \text{ kV}$). Hierdurch werden die Elektronen aus der Gasentladungsregion in Richtung des

Atomstrahl abgesaugt und nachbeschleunigt, womit die Wechselwirkungsstrecke, auf der die Elektronen die Argonatome anregen können, deutlich verlängert wird. Als Anode dient eine Metallplatte mit einem Loch von 1 mm Durchmesser, die gleichzeitig als differentielle Pumpstufe zwischen Quell- und Kollimationskammer dient. Abhängig vom Abstand zwischen Quelle und differentieller Pumpstufe kann so eine Flusserrhöhung um den Faktor 1000 erreicht werden. Die gekühlte Quelle erzeugt einen intensiven Strahl von $2 \cdot 10^{14} 1s_5$ -Atomen/(s sr). Die mittlere Geschwindigkeit der Atome beträgt $\bar{v} = 300$ m/s mit $\bar{v}/\Delta v = 2,5$ (Schnetz, 1995).

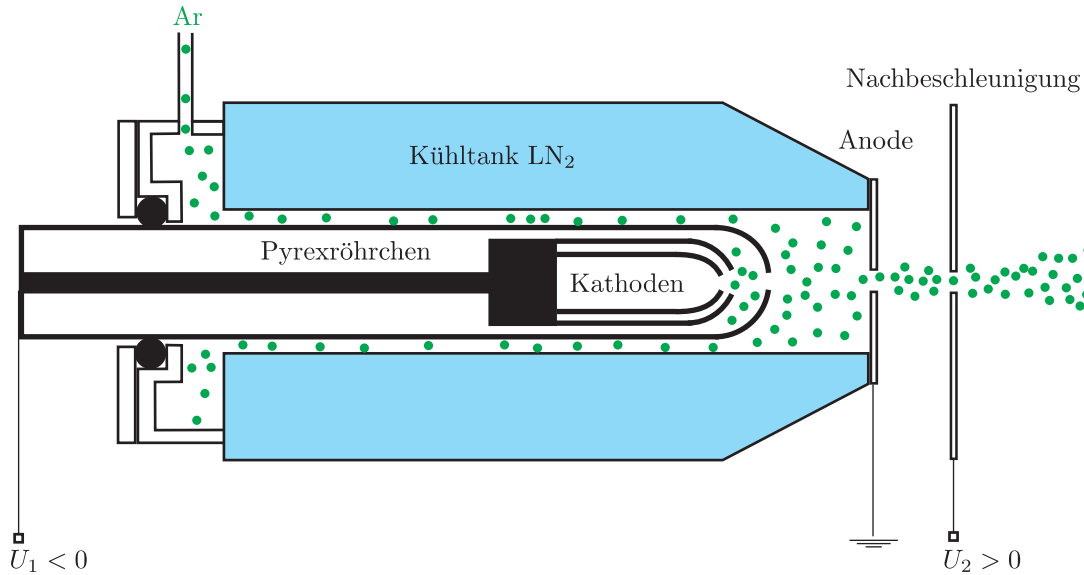


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der verwendeten Atomstrahlquelle. Zwischen Kathode und Anode brennt bei geeignetem Druck die Gasentladung, in der die Argonatome in metastabile Zustände angeregt werden. Durch Kühlung mit flüssigem Stickstoff wird die Geschwindigkeit der Atome auf 300 m/s reduziert. Die Nachbeschleunigungsspannung erhöht die Anregungswahrscheinlichkeit um einen Faktor 1000.

2.3 Laserkühlung

Zur Präparation des Atomstrahls kommen Methoden der Laserkühlung zum Einsatz, die im Wesentlichen auf der spontanen Streukraft beruhen, die hier kurz eingeführt werden soll. Ein Zwei-Niveau-Atom in einem monochromatischen Lichtfeld erfährt bei Absorption eines Photons einen Impulsübertrag von $\Delta\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$. Durch spontane Emission gelangt das Atom wieder in den Grundzustand. Da die spontane Emission ein punktsymmetrischer Prozess ist, verschwindet im Mittel vieler Absorptions-Emissions-Zyklen der durch die Emission bedingte Impulsübertrag. Das Atom erfährt bei einer Streurrate Γ_s eine mittlere Kraft (Spontankraft) in Richtung des Laserstrahls:

$$\langle \mathbf{F}_s \rangle = \frac{\Delta\mathbf{p}}{\Delta t} = \Gamma_s \Delta\mathbf{p} = \Gamma_s \hbar\mathbf{k}. \quad (2.1)$$

Die Streurrate Γ_s ist das Produkt aus der inversen Lebensdauer Γ (Linienbreite) und der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Atoms im angeregten Zustand. Damit beschreibt sie die Wahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit für einen Absorptions-Emissions-Zyklus

$$\Gamma_s = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{s+1}. \quad (2.2)$$

Wobei der Sättigungsparameter s mit der Verstimmung Δ , sowie der Laserintensität I und der Sättigungsintensität I_s wie folgt zusammenhängt

$$s = \frac{I/I_s}{1 + 4\Delta^2/\Gamma^2} \quad \text{mit} \quad I_s = \frac{\hbar\Gamma\omega_{\text{atom}}^3}{12\pi c^2}. \quad (2.3)$$

Die Verstimmung Δ ist dabei gegeben durch:

$$\Delta = \omega_L - \omega_{\text{atom}} - \mathbf{k}\mathbf{v} - \frac{\Delta E_{\text{Zeeman}}}{\hbar}. \quad (2.4)$$

Hierbei ist ω_L die Frequenz des Lasers und ω_{atom} die ungestörte Übergangsfrequenz des ruhenden Atoms. Desweiteren ist \mathbf{v} die Geschwindigkeit des Atoms, durch die eine Dopplerverschiebung verursacht wird. Ein externes Magnetfeld verursacht zudem eine Verschiebung ΔE_{Zeeman} des Übergangs. Sind die Parameter so gewählt, dass das Atom Photonen aus jener Richtung absorbiert in die es sich bewegt, so wird die Kraft zu einer Bremskraft. Hierauf basieren die Konzepte der Laserkühlung, wie sie in den Abschnitten 2.3.2-2.3.4 zur Atomstrahlpräparation zum Einsatz kommen. Einen umfassenden Überblick über die verschiedenen Methoden der Laserkühlung liefert das Buch von Metcalf und van der Straten (1999).

2.3.1 Lasersystem

Die Lasersysteme zur atomoptischen Manipulation der metastabilen Argonatome sind (getrennt von der Vakuumkammer) auf einem separaten schwingungsgedämpften optischen Tisch aufgebaut. Ein Tapered-Amplifier (Fa. Toptica TA100) erzeugt das Licht für die Atomstrahlpräparation bei 811,757 nm (Kollimator, Zeeman-Slower und Funnel). Von der Ausgangsleistung von 400 mW wird ein kleiner Teil (ca. 20 mW) abgezweigt und durch zwei akustooptische Modulatoren um 18,5 MHz in der Frequenz erhöht und anschließend mittels dopplerfreier Sättigungsspektroskopie an einer RF-Gasentladungszelle (Hörner, 2004) zur Stabilisierung der Laserfrequenz verwendet. Der Hauptstrahl des Lasers ist folglich um 18,5 MHz gegenüber der atomaren Resonanz rot verstimmt und wird über eine Singlemode-Glasfaser (Fa. Schäfter + Kirchhoff, PMC-850-5,2-NA013-3-APC-850-P) zur Vakuumkammer geleitet (180 mW). Bei der Vakuumkammer werden durch zwei weitere AOMs die Frequenzen für Zeeman-Slower und Kollimator bereitgestellt: Die nullte Beugungsordnung des ersten AOMs ($\Delta = -2\pi \cdot 18,5 \text{ MHz}$, ca. 105 mW) wird für den Funnel verwendet. Die minus erste Beugungsordnung dieses AOMs (178,5 MHz) läuft durch einen zweiten AOM (166 MHz), dessen nullte Beugungsordnung ($\Delta = -2\pi \cdot 160 \text{ MHz}$, ca. 35 mW) für den Zeeman-Slower verwendet wird, während die plus erste Beugungsordnung ($\Delta = 2\pi \cdot 6 \text{ MHz}$, ca. 20 mW) für den Kollimator genutzt wird. Dieser Aufbau hat den Vorteil, dass keine Beugungsordnung der AOMs verloren geht und somit die Laserleistung optimal ausgenutzt wird. Der Nachteil besteht darin, dass die Frequenzen von Zeeman-Slower und Kollimation nicht ohne Nachjustage verändert werden können.

Das Licht zur Anregung des Absorptionsübergangs bei 801,702 nm muss ebenfalls in seiner Frequenz um einige MHz von der Resonanz verschoben werden können. Der Strahl, der zur dopplerfreien Sättigungsspektroskopie verwendet wird, geht durch zwei AOMs, so dass der Laser, durch Änderung der AOM-Frequenzen, kontrolliert um wenige MHz verstimmt werden kann. Der Laser liefert eine Leistung von 10 mW und wird ebenfalls über eine Singlemode-Faser (Fa. Schäfter + Kirchhoff, s.o.) zur Vakuumkammer geleitet, wo das Licht zur Erzeugung absorptiver stehender Lichtwellen in der Experimentierkammer verwendet wird (Kapitel 3).

Zur Erzeugung konservativer Dipolpotentiale steht ein Titan-Saphir-Laser (Fa. Coherent, MBR 110) zur Verfügung, der von einem frequenzverdoppelten Diodenlaser (Fa. Coherent, Verdi V10) gepumpt wird. Die maximale Ausgangsleistung bei 811,7 nm liegt bei 1,6 W. Der Laser wird nur weit verstimmt gegenüber atomaren Übergängen betrieben. Deshalb genügt es die Frequenz auf den internen Referenzresonator zu stabilisieren.

Dem Experiment steht weiterhin eine Laserdiode bei 715 nm (5 mW), eingebaut in einen kommerziellen Gitterlaser (Fa. Toptica, DL100), und ein selbstgebauter Gitterlaser bei 795 nm (30 mW) zur Verfügung. In einem einmaligen Versuch gelang es ohne größeren Aufwand mit Hilfe des 715 nm-Lasers 30 % der langsamen Atome in den $1s_3$ -Zustand umzupumpen. Der Laser wurde hierbei mittels Doppelresonanzspektroskopie stabilisiert (Kaminsky *et al.*, 1976). Für die weiteren Experimente im Rahmen dieser Arbeit kamen diese Laser nicht zum Einsatz. Es konnte allerdings gezeigt werden, dass die Nutzung des $1s_3$ -Zustands für zukünftige Atomstrahlexperimente möglich ist.

2.3.2 Kollimator

Zur Erhöhung des atomaren Flusses befindet sich unmittelbar nach der Quellkammer eine zweidimensionale Kollimationseinheit (Abbildung 2.5). Hierbei wird die Wirkung der spontanen Steukraft ausgenutzt, um die Divergenz des Atomstrahls zu reduzieren. Dies geschieht durch senkrecht zum Atomstrahl gerichtetes effektiv rot-verstimmtes La-

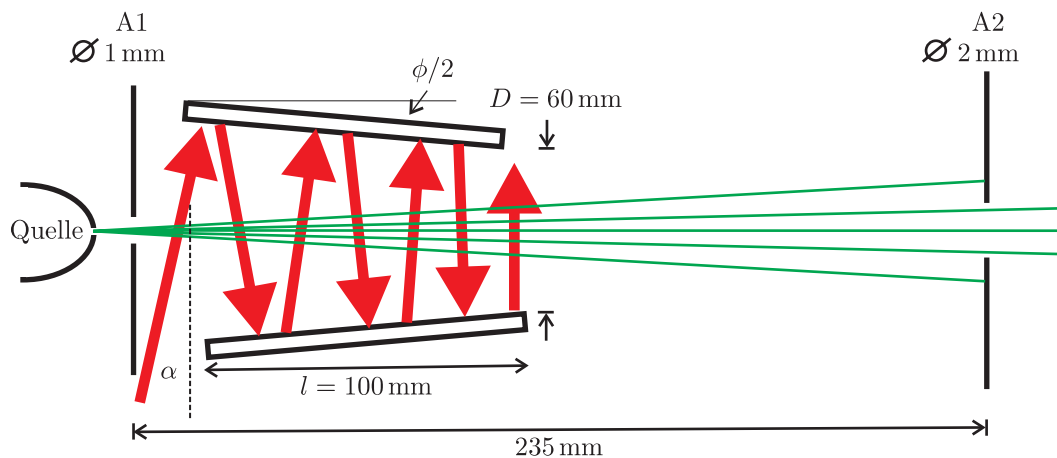


Abbildung 2.5: Prinzip der Atomstrahlkollimation. Der zwischen den Spiegeln hin- und herlaufende Laserstrahl soll die Transversalgeschwindigkeit der Atome reduzieren, so dass möglichst viele die Apertur A2 passieren können.

serlicht. Ziel ist es dabei nicht einen transversal möglichst kalten Atomstrahl zu erhalten, sondern die Anzahl der Atome zu erhöhen, die die Apertur A2 passieren. Wichtig ist hierbei möglichst viele transversal schnelle Atome zu erfassen und sie transversal so weit herunterzukühlen, dass sie durch die Apertur A2 gelangen. Hierfür muss sich die effektive Verstimmung des Lasers entlang der Kühlstrecke derart ändern, dass die sich aufgrund des Bremsprozesses ändernde Dopplerverschiebung entsprechend kompensiert wird. Hierbei kommt ein Schema zum Einsatz, das zudem die vorhandene Laserleistung effektiv recyclet. Ein Laserstrahl wird durch zwei Spiegel so gelenkt, dass er den Atomstrahl wiederholt kreuzt. Aufgrund der Verkipfung der Spiegel wird der Atomstrahl jeweils unter einem anderen Winkel passiert, so dass der Laser mit Atomen immer geringerer Geschwindigkeit resonant ist.

Der einlaufende Laserstrahl legt den Geschwindigkeits-Einfangbereich des Kollimators fest. Seine Verstimmung beträgt:

$$\Delta = \omega_l - \omega_0 - kv_z \sin \alpha - kv_x \cos \alpha \approx \omega_l - \omega_0 - k\alpha v_z - kv_x. \quad (2.5)$$

Typische Betriebsparameter des Kollimators sind $\omega_l - \omega_0 = +2\pi \cdot 6$ MHz. Der Winkel α kann nicht genau gemessen werden, beträgt aber ca. $\alpha = 4^\circ$. Die mittlere Geschwindigkeit, mit der die Atome die Quelle verlassen, ist $v_z = 300$ m/s. Hieraus folgt eine resonante Transversalgeschwindigkeit von $v_x = -16$ m/s.

Der Laserstrahl läuft zwischen den verkippten Spiegeln hin und her. Der Winkel, den er dabei mit der Senkrechten zum Atomstrahl bildet, verringert sich, wenn er den Atomstrahl zum n -ten mal schneidet gemäß

$$\alpha_n = \alpha_0 - n\Phi. \quad (2.6)$$

Folglich sind mit dem n -ten Laserstrahl Atome mit einer Geschwindigkeit von

$$v_{x,n} = \frac{1}{k}(\omega_0 - \omega_l + v_z k \alpha_n) \quad (2.7)$$

resonant, d.h. langsamere Atome werden im Kollimator später mit dem Laser resonant und dadurch abgebremst. Der Kollimator arbeitet dann effizient, wenn ein Atom von einem Laserstrahl soweit abgebremst wird, dass es mit dem nächsten Strahl in Resonanz kommt und weiter abgebremst werden kann. Das Optimum des Kollimators wird bestimmt durch die Winkel α , Φ sowie die Laserfrequenz ω_l . Es ist darauf zu achten, dass $\alpha > 0$ gilt, da sonst der Laserstrahl zwischen den Spiegeln wieder zurückläuft und dabei mit mitlaufenden Atomen resonant ist und diese folglich aufheizen kann. Der Laserstrahl schneidet unter Näherung eines konstanten Spiegelabstandes D die Atomstrahlachse an den Punkten z_n ($\tan \alpha_n \approx \alpha_n$)

$$z_n = \sum_{j=0}^n \frac{D}{2} \tan(\alpha_j) \approx \frac{D}{2} \left(\alpha_0 n - \Phi \frac{n(n+1)}{2} \right). \quad (2.8)$$

Man erkennt hier, dass der Strahl nach einer Strecke von $z_{\max} = \frac{D}{4} \frac{\alpha_0^2}{\Phi}$ (für $n \gg 1$) wieder zurückläuft, was durch die Wahl von Spiegeln mit einer Länge $l < z_{\max}$ verhindert werden muss. Für das Erreichen möglichst niedriger Temperaturen wäre eine Anordnung ideal, in der die letzten beiden Strahlen den Atomstrahl senkrecht schneiden und somit die

Dopplerkühlungskonfiguration realisiert wird. Die Bedingung, dass der Laserstrahl bei z_{\max} umkehrt, führt auf $\Phi = D\alpha_0^2/(4z_{\max})$. Soll dort die Achse senkrecht geschnitten werden, so ergibt sich für die Anzahl der Reflexe $n_{\max} = \alpha_0/\Phi = 4z_{\max}/(D\alpha_0)$.

Diese Konfiguration ist experimentell schwierig zu realisieren, da der Strahl den Aufbau nach der letztmaligen Kreuzung der Achse verlassen muss und nicht in sich zurücklaufen darf. Deshalb wird Φ entsprechend vergrößert, so dass der letzte Strahl die Achse unter einem Winkel $\alpha > 0$ schneidet und deshalb nicht in sich zurückläuft. Der Intensitätsverlauf einer solchen Konfiguration ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Die

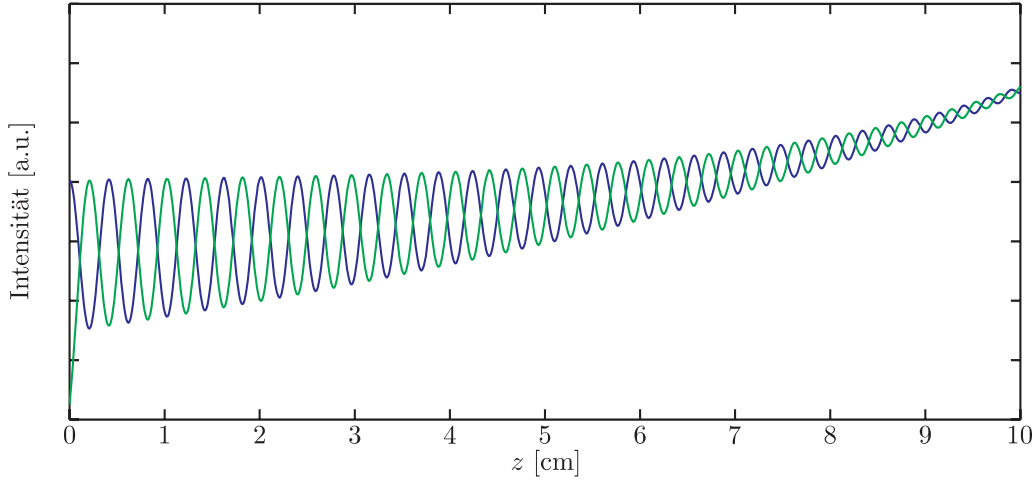


Abbildung 2.6: Lichtfeld der Atomstrahlkollimation auf der Atomstrahlachse. Für $\alpha_0 = 4^\circ$ und $\Phi = 0,028^\circ$. Der Laserstrahlradius beträgt 2,5 mm. In grün (blau) sind die Strahlen gezeichnet, die die Achse in $+x$ -Richtung ($-x$ -Richtung) kreuzen.

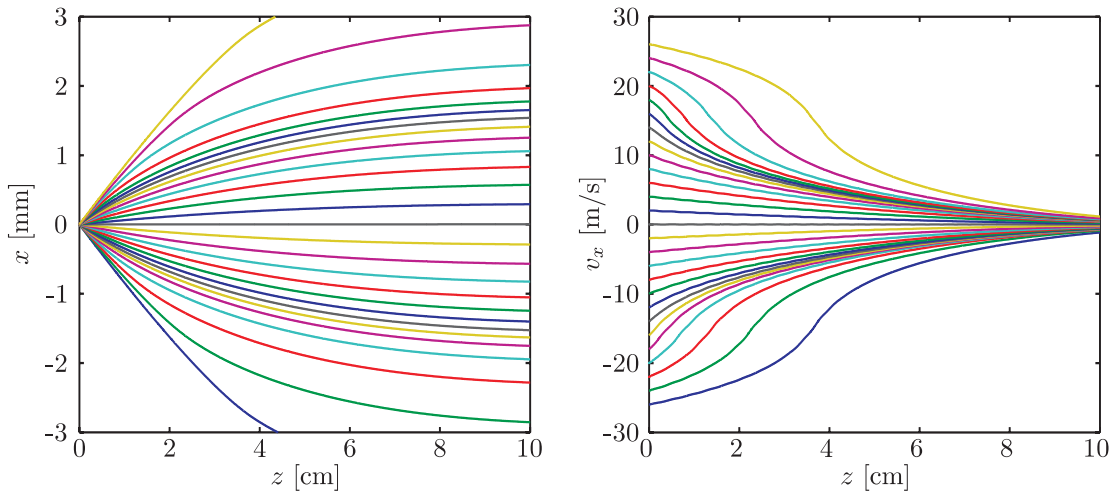


Abbildung 2.7: Numerische Simulation des Kollimationschemas für das in Abbildung 2.6 dargestellte Lichtfeld; links: Ortsraum, rechts: Geschwindigkeitsraum. Die Verstimmung beträgt $\Delta = 2\pi \cdot 6$ MHz und die Laserleistung wurde so gewählt, dass eine 8-fache Sättigung des Übergangs auftritt. Aufgrund der hierdurch verursachten Sättigungsverbreiterung des Übergangs werden auch Atome die schneller sind als 16 m/s eingefangen und kollimiert.

Ergebnisse einer numerischen Integration der Newtonschen Bewegungsgleichung zeigt Abbildung 2.7. Eine ausführliche Dokumentation zum vorgestellten Kollimator findet sich bei Störzer (2003). In dieser Arbeit ist die Wiederinbetriebnahme für unser Experiment dokumentiert und es finden sich dort umfangreichere numerische Simulationen. Ursprünglich wurde die Kollimationseinheit von Albrecht (1997) realisiert.

2.3.3 Zeeman-Slower

Um hinreichend lange Wechselwirkungsstrecken und hinreichend große deBroglie-Wellenlängen zu erhalten, muss der Atomstrahl abgebremst werden. Im Experiment wird dies durch einen sog. Zeeman-Slower erreicht (Phillips und Metcalf, 1982). Hierbei wird der Atomstrahl durch einen gegenläufigen rot-verstimmten Laserstrahl abgebremst. Die Doppler-Verschiebung kompensiert die Rotverstimmung, wodurch resonant Impuls durch Absorption der Photonen auf die Atome übertragen wird. Das Abbremsen erfolgt sehr effektiv, so dass bereits nach einigen Zyklen die Resonanzbedingung verletzt wird. Das Prinzip des Zeeman-Slowers besteht nun darin, die Resonanzbedingung über eine hinreichend lange Strecke aufrechtzuerhalten, indem durch ein sich änderndes Magnetfeld eine entsprechende Zeeman-Verschiebung der Energieniveaus die sich ändernde Doppler-Verschiebung gerade kompensiert. Die zum Abbremsen benötigte Strecke wird minimal, wenn eine konstante und maximale Beschleunigung a auf das Atom wirkt. Für die Geschwindigkeit entlang der Bremsstrecke gilt dann für eine Anfangsgeschwindigkeit $v(0)$:

$$v(z) = v(0) \sqrt{1 - \frac{2a}{v(0)^2} z}. \quad (2.9)$$

Aus der Resonanzbedingung

$$\omega_0 + \Delta\omega_B(z) = \omega_l + kv(z) \quad (2.10)$$

folgt der Verlauf des axial gerichteten Magnetfeldes:

$$B(z) = \frac{\hbar}{\mu_B(g_e M_e - g_m M_m)} \left(\Delta + kv(0) \sqrt{1 - \frac{2a}{v(0)^2} z} \right). \quad (2.11)$$

Hiermit sind die Verstimmung und folglich die Absolutwerte des Magnetfelds quasi-freie Parameter. Im verwendeten Aufbau wurde ein Kompromiss in Form eines sog. $\sigma^+\sigma^-$ -Slowers genutzt mit einem Magnetfeldverlauf wie in Abbildung 2.8 dargestellt. Der geforderte Feldverlauf wird durch Variation der Windungsdichte produziert.

Ideal ist es allzu große Magnetfelder zu vermeiden, die die weiteren Teile des Experiments stören könnten. Eine erste Spule (1 A, 124 V) erzeugt am Anfang des Slowers ein maximales Feld von 282 G. Das bedeutet, dass bei der verwendeten Laserfrequenz von -160 MHz Atome im $m_J = 2$ Zustand bei einer Geschwindigkeit von $v = 450$ m/s dort in Resonanz sind. Atome, die sich nicht im Zustand $m_J = 2$ befinden, werden im vorangehenden Bereich des ansteigenden Feldes in diesen gepumpt. Der Magnetfeldanstieg darf allerdings nicht zu schnell sein, da die Umpumpprozesse eine endliche Zeit benötigen.

Erreichen die Atome den Nulldurchgang des Feldes, so entspricht dies einer resonanten Geschwindigkeit von 130 m/s. Eine zweite Spule erzeugt ein wieder ansteigendes in die entgegengesetzte Richtung gerichtetes B-Feld. Der maximale Wert, bis zu

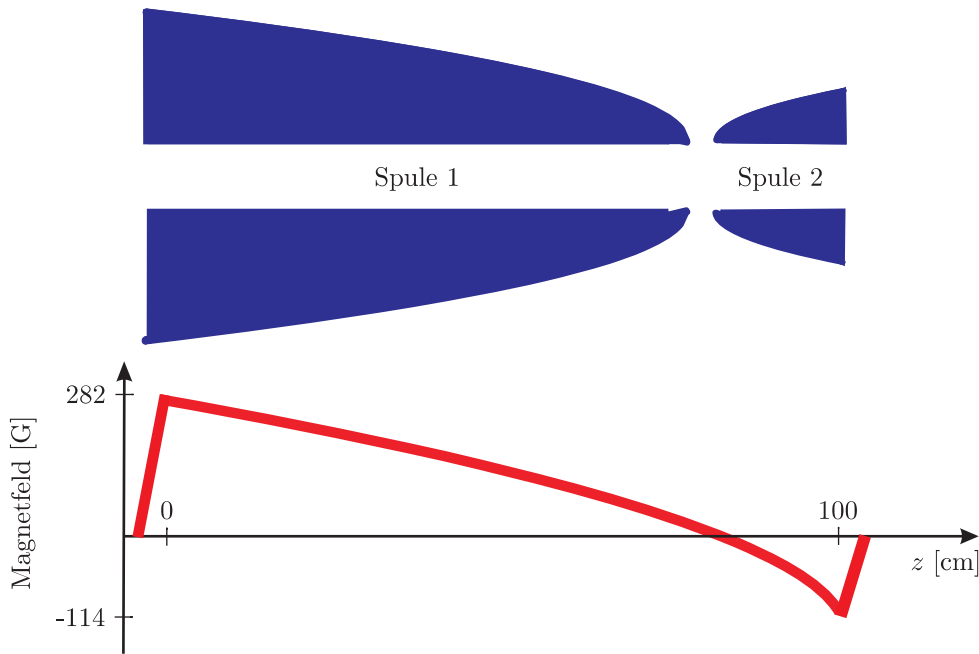


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung des im Rahmen dieses Experiments verwendeten Zeeman-Slowers. Das unten dargestellte Magnetfeld wird mit Hilfe zweier Spulen erzeugt. Hiermit ist man in der Lage, den Einfangbereich und die Endgeschwindigkeit definiert getrennt einzustellen.

dem das Feld ansteigt, bestimmt die Endgeschwindigkeit der Atome nach verlassen des Zeeman-Slowers. Für ein Feld von -114 G würden die Atome zum Stillstand kommen. Mit unserem experimentellen Aufbau lässt sich nur die Geschwindigkeit der Atome nach dem Funnel (Abschnitt 2.3.4) messen. Hier kann die Geschwindigkeit durch Variation des Stroms durch die zweite Spule auf bis zu 27 m/s reduziert werden. Da dies gemäß $v_{\text{Funnel}} = \cos(42^\circ)v_{\text{ZSL}}$ projizierte Geschwindigkeiten sind, folgt dass die Atome den Slower hierbei mit 36 m/s verlassen. Langsamere Atome sind nur schwer aus dem Slower zu extrahieren, da die Resonanz eine endliche Breite hat (bzw. noch deutlich sättigungsverbreitet ist) und das Magnetfeld nicht abrupt abfällt. Hierdurch entsteht das Problem, dass Atome ihre Bewegungsrichtung umkehren und in den Zeeman-Slower zurückfliegen.

Jedem Absorptionsprozess während des Abbremsvorgangs folgt eine spontane Emission. Durch die statistische Verteilung des dabei übertragenen Impulses kommt es zu einer transversalen Aufweitung des Strahls. Wegen dieses Diffusionsprozesses wird der atomare Impuls bei N Photonenemissionen über eine Kugel vom Radius $\hbar k\sqrt{N}$ verteilt. Liegt zu Beginn der Wechselwirkung ein perfekt kollimierter Atomstrahl vor, so kann die Breite $2\Delta x$ des Strahls am Ende des Zeeman-Slowers durch Integration von

$$\Delta x = \int_0^{t_{\max}} v(t) dt \quad (2.12)$$

mit der Abbremszeit $t_{\max} = v_{\max}/a$ und der Geschwindigkeit $v(t) = (\hbar k/M)\sqrt{N(t)}$,

sowie der Zahl der maximal gestreuten Photonen $N(t) = t\Gamma/2$ ermittelt werden:

$$2\Delta x = \frac{8}{3\Gamma} \sqrt{\frac{M}{\hbar k}} v_{\max}^{3/2} = 7 \text{ mm.} \quad (2.13)$$

Für die Transversalgeschwindigkeit folgt

$$v(t_{\max}) = \sqrt{\frac{\hbar k}{m}} v_{\max} = 2,4 \text{ m/s} \quad (2.14)$$

Für die geplanten Experimente ist dieser Atomstrahl zu groß und zu divergent. Die Kollimation muss verbessert werden. Typischer Weise geschieht dies durch eine Kombination zweier Spalte mit Öffnungen von einigen $10 \mu\text{m}$ im Abstand einiger Dezimeter. Eine solche Anordnung unmittelbar nach dem Zeeman-Slower würde den Fluss der Atome allerdings fast auf null reduzieren.

2.3.4 Funnel

Der ideale Weg die gewünschten Anforderungen an Kohärenz und Fluss zu erfüllen ist, den Atomstrahl nach Verlassen des Zeeman-Slowers zu komprimieren und zu kollimieren. Die geeignete atomoptische Methode dies zu realisieren ist die zweidimensionale magnetooptische Falle (2D-MOT), wie sie erstmals an einem Natriumstrahl eingesetzt wurde (Riis *et al.*, 1990). Der im Rahmen dieser Arbeit realisierte mechanische Aufbau orientiert sich an Scholz *et al.* (1994).

Das Grundprinzip der magnetooptischen Falle ist eine optische Melasse in Überlagerung mit einem inhomogenen Magnetfeld. Eine optische Melasse besteht aus zwei gegenläufigen Laserstrahlen gleicher Intensität und Frequenz. Die Atome erfahren eine geschwindigkeitsabhängige Kraft, deren Vorzeichen von der Verstimmung des Lichts abhängt. Bei roter Verstimmung kompensiert die Dopplerverschiebung die Verstimmung des gegenläufigen Laserstrahls, so dass Photonen hauptsächlich aus diesem absorbiert werden und sich folglich eine abbremsende Kraft ergibt. So lässt sich eine Kompression eines atomaren Ensembles im Impulsraum erzielen, im Ortsraum jedoch nicht. Durch das zusätzliche Anlegen eines inhomogenen Magnetfeldes ergibt sich auch im Ortsraum ein ausgezeichneter Punkt. Werden Polarisation und Verstimmung der Laserstrahlen richtig gewählt, so ergibt sich stets eine rücktreibende Kraft zum Magnetfeldnullpunkt. Die Anwendung dieses Prinzips in drei Dimensionen zum Fangen von Atomen wurde erstmal von Raab *et al.* (1987) demonstriert.

Das Prinzip in einer Dimension ist in Abbildung 2.9 für einen Übergang $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$ dargestellt. In einem Magnetfeld spaltet der angeregte Zustand in drei Zeeman-Untersubzustände auf. Der angeregte Zustand mit $m_j = +1$ wird für $B > 0$ nach oben verschoben, wohingegen der Zustand mit $m_j = -1$ nach unten verschoben wird. Für $x > 0$ bringt das Magnetfeld folglich den $\Delta m = -1$ Übergang näher an die Resonanz mit dem rot-verstimmten Laser und den $\Delta m = +1$ davon weg. Der rechtszirkular polarisierte Laserstrahl, der in $-x$ -Richtung propagiert regt σ^- -Übergänge ($\Delta m_j = -1$) an, wohingegen der in $+x$ -Richtung laufende Laser σ^+ -Übergänge anregt. Das Atom bei $x > 0$ absorbiert also bevorzugt Licht aus dem in $-x$ -Richtung laufenden Laserstrahl und erfährt so eine Kraft zum Magnetfeldnullpunkt. Für $x < 0$ sind die Rollen vertauscht und das Atom erfährt eine Kraft in $+x$ -Richtung ebenfalls zum B -Feld-Nullpunkt. Da

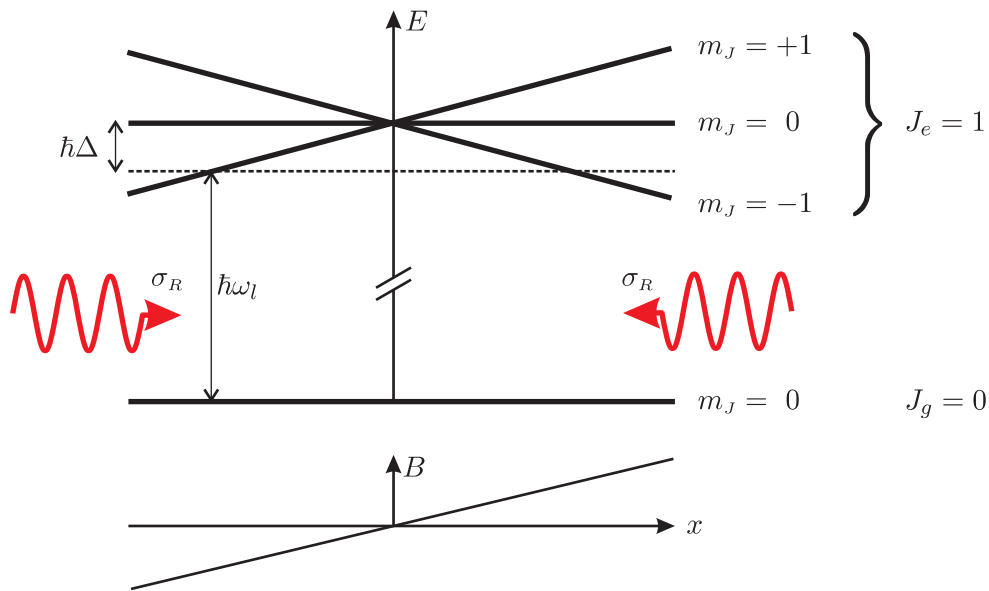


Abbildung 2.9: Prinzip der magnetooptischen Falle in einer Dimension. Die gestrichelte Linie steht für die Laserfrequenz, die ein ruhendes Atom bei $x = 0$ sieht. Aufgrund der Zeeman-Verschiebungen der Niveaus im inhomogenen Magnetfeld sind Atome für $x > 0$ näher resonant mit dem in $-x$ -Richtung laufenden Laserstrahl und erfahren deshalb eine zum Punkt $x = 0$ gerichtete Kraft.

rot-verstimmtes Licht verwendet wird, kann gleichzeitig eine Kompression und Kühlung der Atome erreicht werden.

Das hier für einen $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$ erläuterte Schema kann für jeden Übergang mit $J_g \rightarrow J_e = J_g + 1$ übertragen werden. Die Atome werden dann lediglich bei ihrer Bewegung in der Falle zwischen den Unterebenen optisch gepumpt.

Das Prinzip lässt sich direkt auf mehrere Dimensionen erweitern. Die im hier vorgestellten experimentellen Aufbau realisierte zweidimensionale Geometrie ist in Abbildung 2.10 dargestellt. Die Anordnung von acht Permanentmagneten erzeugt ein Quadrupolfeld. Auf den Achsen wird jeweils ein Magnetfeld erzeugt, das parallel zur jeweiligen Achse gerichtet ist. Ausgehend vom Magnetfeldnullpunkt im Zentrum steigt bei Bewegung in Richtung der Achsen das Feld an, so dass auch der notwendige Gradient gegeben ist. Da die Laserleistung im Experiment sehr limitiert ist, besteht der wesentliche Vorteil dieser Geometrie darin, dass nur ein einlaufender Laserstrahl benötigt wird, aus dem sich alle vier für die 2D-MOT benötigten Strahlen erzeugen lassen. In horizontaler Richtung ist für einlaufendes rechts-zirkular polarisiertes Licht die Situation aus Abbildung 2.9 realisiert. In vertikaler Richtung zeigt das B-Feld jeweils in die Richtung, in die der Laser propagiert aus welchem bevorzugt Photonen absorbiert werden müssen. Deshalb wird hier links-zirkular polarisiertes Licht benötigt. Berücksichtigt man, dass die Reflexion an einem Spiegel die Helizität ändert, so erzeugen die drei Umlenkspiegel gerade die richtige Polarisation für die vertikale Richtung. Die $\lambda/4$ -Platte sorgt dafür, dass auch der nach unten laufende Strahl links-zirkular polarisiert ist.

Im Experiment ist die Funnelachse, die durch die Gerade bestimmt ist, auf der das Magnetfeld verschwindet (in Abbildung 2.10 ist dies die Achse senkrecht zur Ebene der

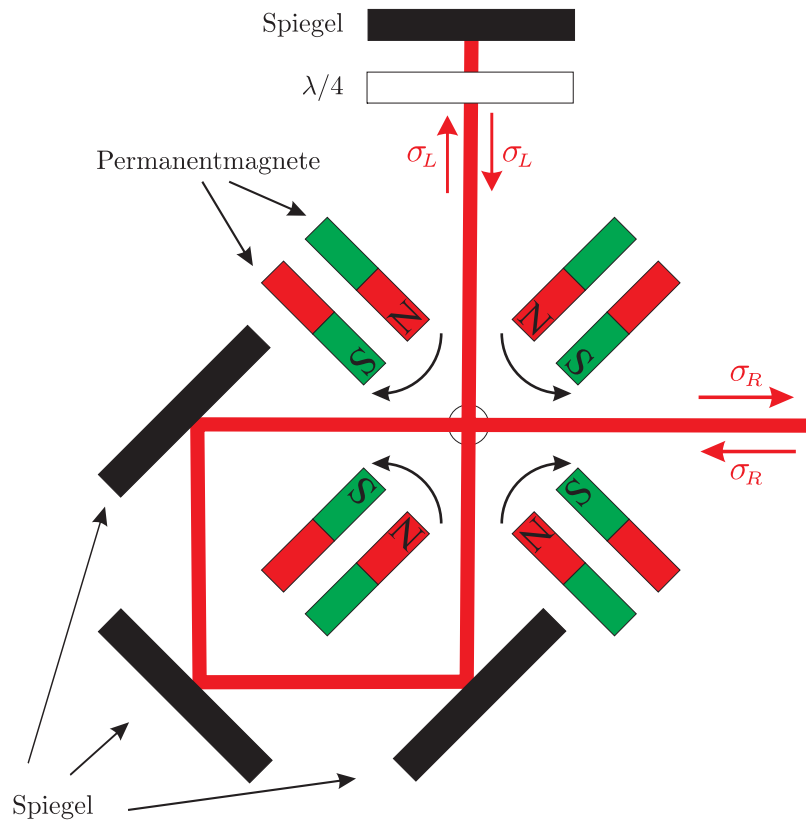


Abbildung 2.10: Zweidimensionale Umsetzung des magneto-optischen Prinzips. Die Magnetfeldgradienten werden von acht Permanentmagneten erzeugt. Die optischen Elemente sorgen dafür, dass mittels nur eines einlaufenden Laserstrahls jeweils die notwendigen Polarisationen erzeugt werden.

Abbildung), um einen Winkel von 42° gegen die Achse des Zeeman-Slowers verkippt. Dies hat zum einen den Vorteil, dass die Longitudinalgeschwindigkeit des abgelenkten Atomstrahls um einen Faktor 0,74 verringert wird, zum anderen besteht der Strahl dann nur aus Atomen im $1s_5$ -Zustand, da der $1s_3$ -Zustand und Photonen aus der Quelle nicht vom Funnel erfasst werden. Außerdem erlaubt dies eine problemlose Einstrahlung des Zeeman-Slower Lasers, da alle folgenden Aufbauten sich nicht auf der Achse des Slowers befinden.

Ein wichtiger Parameter für die Leistungsfähigkeit des Funnels ist der Magnetfeldgradient. Um die Atome überhaupt einfangen zu können ist ein geringer Magnetfeldgradient notwendig. Der Einfangbereich gleicht dem eines Zeeman-Slowers. Ein zu großer Gradient verhindert, dass die Resonanzbedingung entlang der Abbremsstrecke aufrecht erhalten werden kann. Sind die Atome erfolgreich eingefangen, so wird ihnen durch die dissipativen Melassenkräfte Energie entzogen. Ein steiler werdender Magnetfeldgradient entspricht einer steileren Falle und führt zur Kompression des Atomstrahls. Experimentell wird ein sich ändernder Magnetfeldgradient durch entsprechend geformte Permanentmagnete, wie in Abbildung 2.11 dargestellt, erreicht. Die Vergrößerung des Gradienten wird dadurch erreicht, dass die Magnete näher zur Funnelachse heranreichen

und dort auch dicker werden. Sie sind so dimensioniert, dass der Laserstrahl problemlos hindurchjustiert werden kann. Die Länge ist dadurch limitiert, dass der Gesamtaufbau durch einen CF160-Vakuumflansch passen muss.

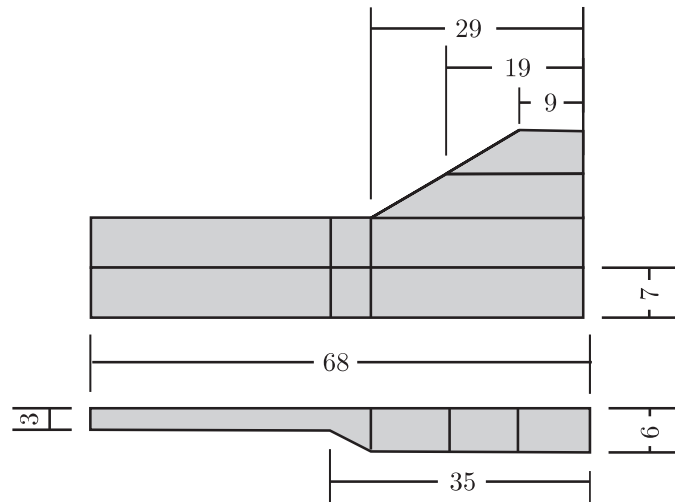


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung eines der acht Permanentmagnete. Im Einfangbereich (links) ist der Magnet dünn und es wird nur ein schwacher Gradient erzeugt. Am Ende des Funnel, im Kompressionsbereich, wird der Magnet dicker und reicht näher an den Atomstrahl heran. So wird ein größerer Gradient erzeugt. Ein Magnet besteht aus vier Einzelteilen, die aneinander geklebt wurden.

Die Magnete sind aus ferromagnetischen Platten (Magnetfabrik Bonn) hergestellt. Es handelt sich um eine Oxidkeramik (Ox30/24) mit den Maßen $100 \times 100 \times 7$ mm und einer Remanenz von 3950 G. Das Material besitzt eine Vorzugsrichtung, weshalb nur eine Magnetisierung entlang der 7 mm möglich ist. Ein Einzelmagnet besteht aus vier Streifen, die mit vakuumtauglichem Zweikomponentenkleber fixiert und anschließend aufmagnetisiert wurden.

Die Bearbeitung der Oxidkeramik erwies sich als recht schwierig. Die beiden kleineren Teile eines Einzelmagneten wurden mittels einer Diamantsäge in Eigenarbeit aus den Platten herausgesägt. Die beiden großen Teile wurden mit einem Wasserstrahl (Firma WaTeKo, Konstanz) zugeschnitten. Insgesamt wurden acht Permanentmagnete hergestellt, die so zwischen zwei Aluminiumplatten eingespannt wurden (Abbildung 2.12), dass die Magnete den Abstand zur Funnelachse haben, der den gewünschten Magnetfeldverlauf liefert (Abbildung 2.13). Die Aluminiumplatte, die zum Zeeman-Slower zeigt, hat eine u-förmige Einkerbung, durch die der große und divergente Atomstrahl in den Funnel eintreten kann. In der Endplatte ermöglicht ein Loch mit einem Durchmesser von 5 mm den Austritt des komprimierten Atomstrahls. Zudem ist in diese Platte eine Nut eingelassen, die den optimalen Verlauf des Laserstrahls vorzeichnet und somit als Justagehilfe dient. Die Spiegel wurden in die dafür vorgesehenen Einkerbungen geklebt. Hierbei war es wichtig, dass sie plan aufliegen, um so die CNC-Genauigkeit der Fertigung der Aluminiumplatte auf die Gesamtkonstruktion des Funnel zu übertragen. Dies ist besonders wichtig, da es abgesehen von den außerhalb des Vakuums befindlichen Einkoppelspiegeln und des rück-reflektierenden Spiegels, keine Justagemöglichkeiten gibt.

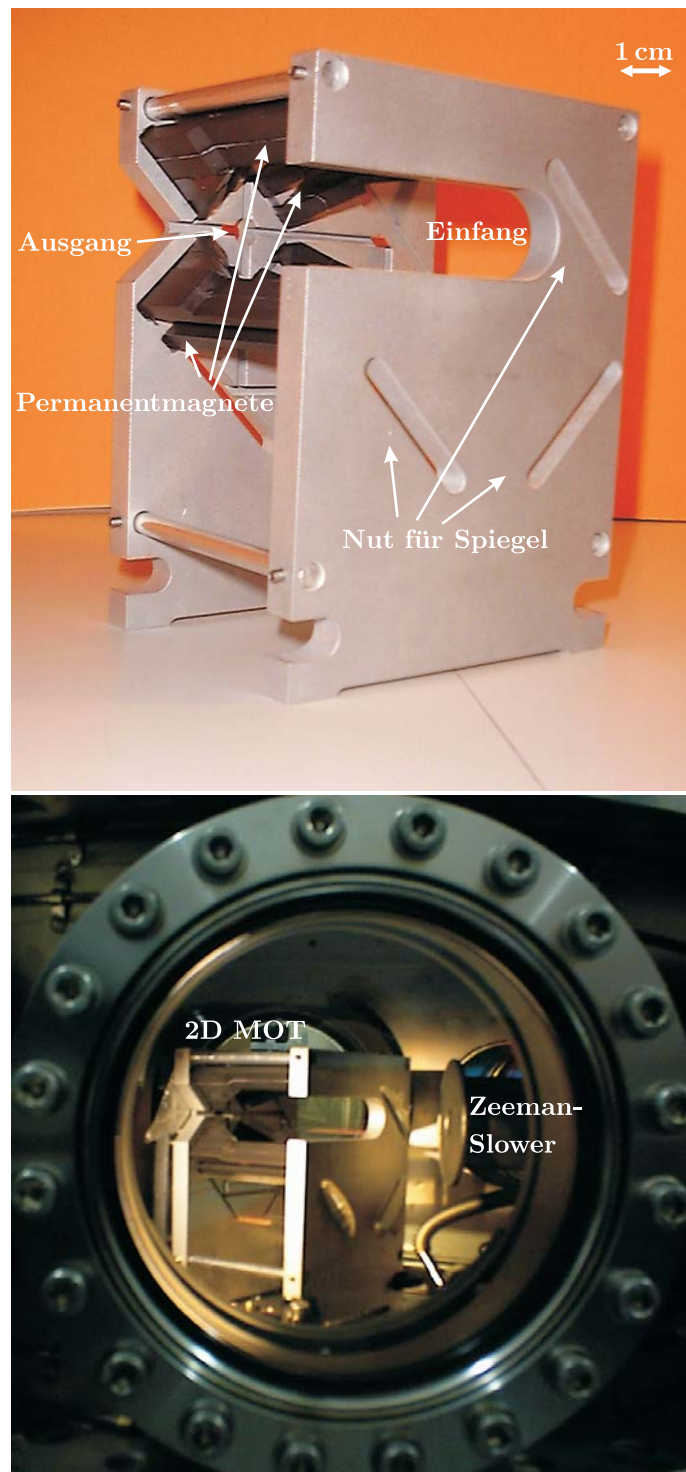


Abbildung 2.12: Oben: Foto der zusammengebauten zweidimensionalen magnetooptischen Falle. Die Spiegel sind noch nicht in die dafür vorgesehenen Öffnungen geklebt. Die Abstandshalter aus Aluminiumstangen wurden in einer überarbeiteten Version durch Gewindestangen ersetzt, so dass die Stabilität erhöht werden konnte. Der vormontierte Funnel ist so dimensioniert, dass er gerade durch einen CF160-Flansch hindurch passt. Unten: Funnel (incl. eingeklebter Spiegel) im großen Vakuumtopf. Rechts ist der Ausgang des Zeeman-Slowers zu erkennen.

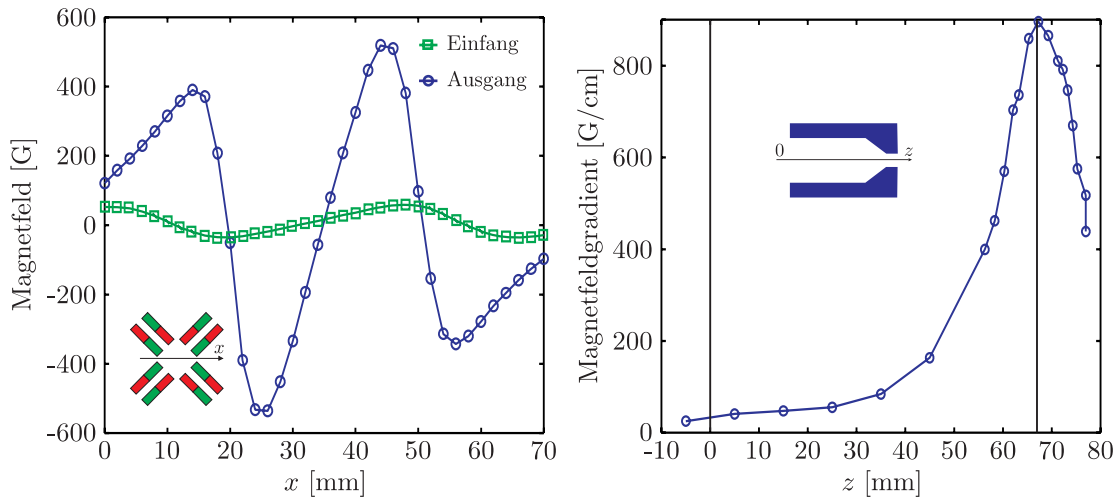


Abbildung 2.13: Links: Magnetfeldverlauf senkrecht zur Funnelachse gemessen mit einer Hall-Sonde am Eingang- und Ausgangsbereich. Im Bereich der Funnelachse (bei $x=35$ mm) steigt das Feld jeweils linear an. In diesem Bereich findet die Kollimation und Kompression des Atomstrahls statt. Rechts: Verlauf des Gradienten in x -Richtung entlang der Funnelachse. Der anfänglich kleine Gradienten von 40 G/cm optimiert den Eingang der Atome. Der Gradient steigt bis zu seinem Maximalwert von 900 G/cm an, wodurch die Kompression im Bereich des Funnelausgangs stattfindet. Anfang und Ende der Magnete sind durch die senkrechten Striche dargestellt.

Entlang der Funnelachse muss eine Strecke von ca. 8 cm mit Laserlicht ausgeleuchtet werden. Um die Dimensionen der Strahlführungs- und Formungsoptiken überschaubar zu halten, geschieht dies durch zwei jeweils ca. 4 cm breite Laserstrahlen, die bündig nebeneinander in den Funnel eingekoppelt werden. Dies hat zudem den Vorteil, dass Eingang- und Kollimationsbereich unabhängig voneinander justiert werden können. Zur Erzeugung der richtigen Polarisation des rücklaufenden Strahls liegen oben auf dem Funnel vier runde $\lambda/4$ -Plättchen mit einem Durchmesser von 25 mm nebeneinander. Dies ist an Stellen, an denen die Plättchen aneinander stoßen nicht optimal, aber es ist wesentlich kostengünstiger, als ein großes oder mehrere rechteckige Plättchen zu verwenden. Der anfängliche Versuch, das gesamte Laserlicht mit einer großen Linse zu fokussieren und durch ein einzelnes $\lambda/4$ -Plättchen zu schicken, lieferte unbefriedigende Ergebnisse bzgl. der Strahlqualität. In Abbildung 2.14 ist der gemessene Magnetfeldverlauf auf der Zeeman-Slower-Achse dargestellt. Es zeigt sich, dass der durch die Permanentmagnete erzeugte Gradient im Bereich der Funnelachse (60 mm nach Ende des Zeeman-Slowers) kaum durch Streufelder des Zeeman-Slowers beeinflusst wird.

Für die Eingangswirkung des Funnels ist das abfallende Feld der Slower-Spule nicht relevant, da der Funnellaser erst 45 mm nach Ende des Zeeman-Slowers auf den Atomstrahl trifft. Der rücklaufende Laser trifft erst nach 60 mm auf den Atomstrahl, da ein Teil des einlaufenden Lasers durch die Aluminiumplatte abgeschnitten wird und deshalb nicht umlaufen kann. Dies ist sogar von Vorteil, da die Atome nach verlassen des Slowers zuerst vom einlaufenden Funnellaser erfasst und abgebremst werden müssen.

In Abbildung 2.15 sind atomare Trajektorien im Funneleingangsbereich dargestellt. Hierzu wurde die Newtonsche Bewegungsgleichung für ein Zwei-Niveau-Atom gelöst.

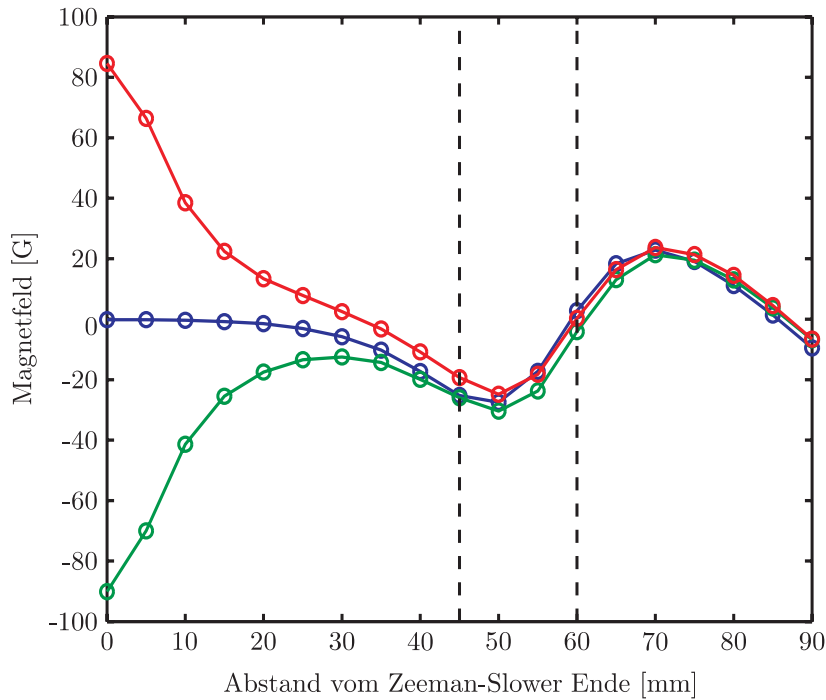


Abbildung 2.14: Magnetfeldverlauf auf der Achse des Zeeman-Slowers, nach dessen Ende. Dargestellt ist der Feldverlauf für die beiden verschiedenen Magnetfeldrichtungen der letzten Zeeman-Spule sowie für eine stromlose Spule. Nach 45 mm trifft der einlaufende Funnellaserstrahl auf die Atome. Nach 60 mm kommt auch der rücklaufende Laser hinzu.

Die langsamen Atome werden vom Funnel eingefangen, während schnelle Atome (für die hier gewählten Parameter ab 60 m/s) nicht umgelenkt werden können. Mit welchen Geschwindigkeiten die Atome tatsächlich in den Funnel einlaufen kann durch die Variation des Stroms in der Zeeman-Slower-Spule eingestellt werden.

Die Endgröße des Atomstrahls kann wie folgt abgeschätzt werden. Berechnet man mit Hilfe der Gleichungen 2.1-2.4 die Gesamtkraft auf ein Atom in der magnetooptischen Falle, so ergibt sich bei harmonischer Näherung für die Oszillationsfrequenz in der Falle:

$$\Omega_0^2 = -\frac{1}{m} \left. \frac{dF}{dx} \right|_{x=0} = -\frac{\hbar k \Delta}{m \Gamma} \frac{8s}{(1+s+4\Delta^2/\Gamma^2)^2} \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dx}. \quad (2.15)$$

Am Ende des Funnel beträgt der Gradient 450 G/cm. Mit einer Verstimmung von $\Delta = -2\pi \cdot 18,5$ MHz und einem Sättigungsparameter von $s = 3$ folgt eine Oszillationsfrequenz von $\Omega_0 = 2\pi \cdot 1,9$ kHz. Werden die Atome in der magnetooptischen Falle bis auf die Doppler-Geschwindigkeit $v_d = \sqrt{\hbar\Gamma/(2m)} = 0,17$ m/s abgebremst, so reicht die entsprechende kinetische Energie aus, dass sich das Atom um $14 \mu\text{m}$ vom Zentrum der Falle entfernt. Der Atomstrahl hat folglich einen Durchmesser von $28 \mu\text{m}$. Dies ist weitestgehend konsistent mit der experimentellen Beobachtung, dass ein Spalt mit einer Breite von $25 \mu\text{m}$ unmittelbar nach dem Funnel (vgl. Abschnitt 2.4) den atomaren Fluss bei optimierter Justage nur um einen Faktor zwei absenkt. Ohne Spalt werden bis zu 400 000 Atome/sec detektiert. Da hierbei aber der ganze Detektor ausgeleuchtet wird, ist davon auszugehen, dass der Atomstrahl deutlich größer ist. Die Longitudinalgeschwin-

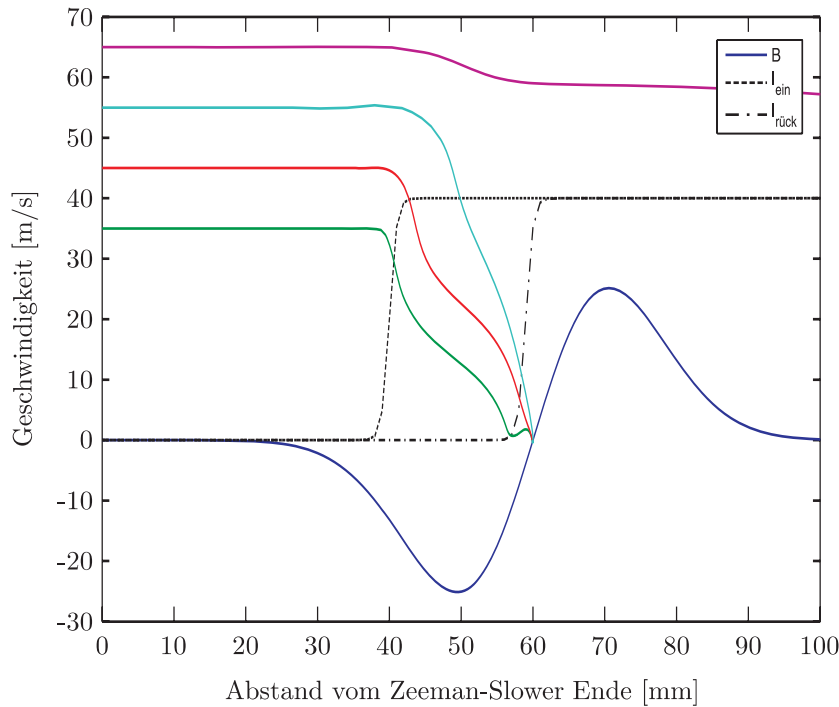


Abbildung 2.15: Trajektorien in Orts-Geschwindigkeitsdarstellung im Eingangsbereich des Funnels für verschiedene atomare Anfangsgeschwindigkeiten von 35, 45, 55 und 65 m/s. Die langsameren Atome werden bei Annäherung an die Funnelachse (60 mm nach Ende des Slowers) abgebremst und somit eingefangen. Das Atom mit einer Anfangsgeschwindigkeit von 65 m/s ist aber zu schnell, um eingefangen zu werden. Der Magnetfeldverlauf ist dem gemessenen aus Abbildung 2.14 angeglichen. Gestrichelt bzw. strich-punktiert ist der Intensitätsverlauf von ein- bzw. rücklaufendem Laserstrahl dargestellt. Parameter: $\Delta = -2\pi \cdot 18,5$ MHz, $I/I_s = 6,6$.

digkeit der Atome lässt sich aus ihrer deBroglie-Wellenlänge ermitteln, die sich aus dem räumlichen Abstand der Beugungsordnungen nach Beugung des Atomstrahl an einer stehenden Lichtwelle ergibt. Es lassen sich, je nach Strom durch die Endspule des Zeeman-Slows (und entsprechende Nachjustage des Funnels), Geschwindigkeiten zwischen 27 und 60 m/s erreichen. Über die tatsächliche Transversalgeschwindigkeit der Atome lässt sich mit dem aktuellen Aufbau nicht ohne weiteres eine Aussage treffen. Die Tatsache, dass aber auch mit einem $25 \mu\text{m}$ breiten Spalt die ganze MCP in 1 m Entfernung von Atomen getroffen wird, lässt für 30 m/s schnelle Atome auf eine Transversalgeschwindigkeit von mehr als $6,7 \text{ cm/s} = 5,4 v_{\text{rec}}$ schließen¹. In der Frühphase des Experiments konnten Transversalgeschwindigkeiten von $7 v_{\text{rec}}$ gemessen werden (Störzer, 2003). Die Wirkung des Sub-Doppler-Kühlmechanismus in der σ^+/σ^- -Konfiguration (Dalibard und Cohen-Tannoudji, 1989) in der Nähe des Magnetfeldnullpunkts ist schwierig zu quantifizieren und hängt stark von der Gesamtjustage ab. Optimiert wird der Funnel stets so, dass der für das Experiment relevante atomare Fluss durch beide Kollimationsspalte maximiert wird.

¹Es ist $v_{\text{rec}} = \hbar k/m = 1,2 \text{ cm/s}$ die sog. Rückstoßgeschwindigkeit.

2.4 Spalte, Experimentierkammer, Stern-Gerlach-Feld

Die Kohärenz des Atomstrahls, der den Funnel verlässt, ist nicht ausreichend für die Experimente. Deshalb folgt nach dem Funnel eine weitere Kollimationsstrecke bestehend aus zwei mechanischen Spalten. Am ersten Spalt werden die atomaren deBroglie-Wellen gebeugt. Das Volumen der nullten Beugungsordnung bildet den sog. „kohärenten Kegel“ und bestimmt so die transversale Kohärenzlänge kleiner als die Breite des Atomstrahls. Ein zweiter Spalt dient dazu, die Breite des Atomstrahls soweit zu verringern, dass auf dem Detektor die einzelnen Beugungsordnungen aufgelöst werden können. Zudem kann es nötig sein bei einer Konfiguration aus zwei stehenden Wellen nur einen Bereich geringer Breite mit Atomen auszuleuchten.

Nur wenige Millimeter nach Ende des Funnels befindet sich der erste $d_1 = 25 \mu\text{m}$ breite und 3 mm hohe Spalt. In einem Abstand von $l = 25 \text{ cm}$ folgt ein zweiter Spalt mit einer einstellbaren Breite von $d_2 = 0 - 40 \mu\text{m}$ und einer Höhe von 4 mm. Der zweite Spalt (Piezosysteme Jena, PZS2) wird hierbei durch Piezoelemente in seiner Breite verändert. Ein Dehnmessstreifen erlaubt es die tatsächliche Breite des Spalts auszulesen bzw. reproduzierbar einzustellen (Kontroller: Piezosysteme Jena, NV 40/1CL). Das beugende Objekt in Form einer Konfiguration aus stehenden Lichtwellen folgt ca. 30 cm nach dem ersten Spalt. Die nullte Beugungsordnung eines Strahls mit Atomen einer Geschwindigkeit von 30 m/s hat hier eine Breite von $8 \mu\text{m}$, so dass ca. 20 Perioden einer stehenden Lichtwelle der Wellenlänge von 811 nm kohärent ausgeleuchtet werden.

Beide Spalte können bei einer vollständigen Neujustage des Funnels aus dem Atomstrahl herausbewegt werden. Hierzu sind an beiden Spalthaltern jeweils ein DC-Motor (Fa. Oriol) angebracht, mit deren Hilfe die Spalte zudem mit μm -Genauigkeit positioniert werden können. Beide Spalte sind so montiert, dass sie bezüglich ihrer vertikalen Ausrichtung verkippt werden können. Die Parallelität und vertikale Ausrichtung wurde optimiert, indem - bei entferntem Atomdetektor - die Beugungsbilder eines Justagelasers an den einzelnen Spalten an der Laborwand horizontal ausgerichtet wurden.

Als voller Divergenzwinkel des Atomstrahls ergibt sich damit maximal $\beta_{\text{max}} = (d_1 + d_2)/l = 260 \mu\text{rad}$. Dies ist deutlich kleiner als der Bragg-Winkel ($\theta_B = \lambda_{dB}/\lambda_L = 410 \mu\text{rad}$) für Argonatome mit einer Geschwindigkeit von $v = 30 \text{ m/s}$ (deBroglie-Wellenlänge $\lambda_{dB} = 333 \text{ pm}$), die an einer stehenden Lichtwelle der Wellenlänge $\lambda_L = 811 \text{ nm}$ gebeugt werden.

Der Divergenzwinkel des Strahls kann aber durch Verkleinerung des zweiten Spalts nicht beliebig verringert werden, da die Argonatome am Spalt gebeugt werden. Ein minimal breites Bild des Spaltes auf dem $L = 0,5 \text{ m}$ entfernten Detektor ergibt sich für $d = \sqrt{2L\lambda_{dB}}$. Die Breite des detektierten Spaltbildes als Funktion der Öffnung des zweiten Spalts ist in Abbildung 2.16 dargestellt.²

In einem Abstand von ca. 2 cm nach dem zweiten Spalt beginnt die Wechselwirkungsstrecke des Atomstrahls mit den jeweiligen Kombinationen stehender Lichtwellen, die durch Reflektion eines Lasers an einem im Vakuum befindlichen Spiegel erzeugt werden. Wichtig für den Aufbau ist, dass alle relevanten Positionen von außerhalb einstellbar sind. So wurde die gesamte Konstruktion im Vakuum auf einen Verschiebetisch

²Zum Zeitpunkt der Messung war die Apparatur nicht auf besonders geringe Longitudinalgeschwindigkeiten, sondern auf maximalen Fluss optimiert.

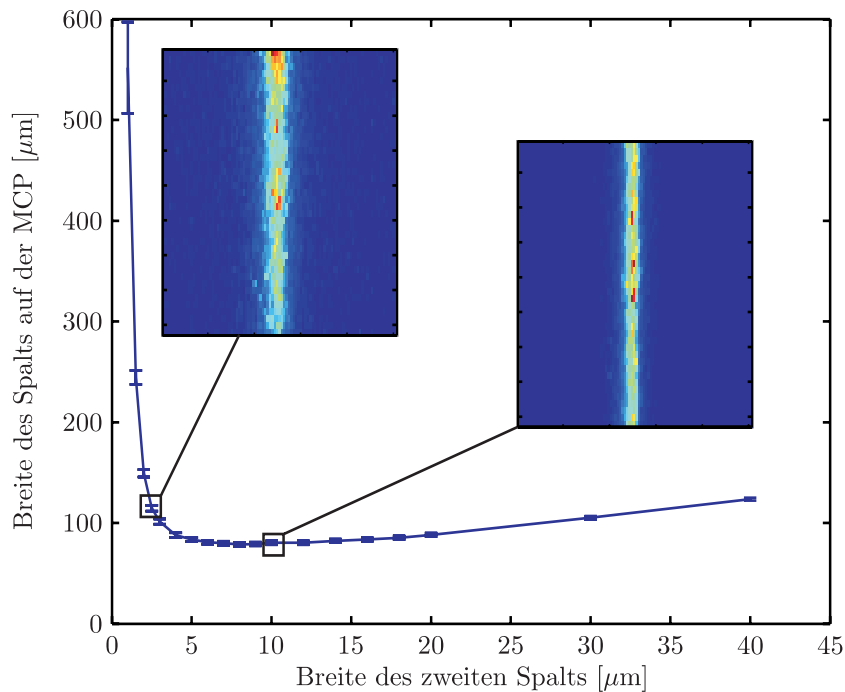


Abbildung 2.16: Materiewellenbeugung am Spalt. Für Atome mit einer Geschwindigkeit von 70 m/s ergibt sich für eine Spaltbreite von 12 μm ein minimal breites Bild auf dem Detektor. Zur Ermittlung der Breite wurden Gauß-Profile angefitet.

(Firma Newport) montiert, der mittels eines Oriol-Motors um bis zu 2,5 cm mit einer Genauigkeit von 1 μm positionierbar ist. Dies erlaubt, den Abstand zwischen Spiegel und Atomstrahl kontrolliert einzustellen. Der Winkel zwischen Atomstrahl und Spiegel kann mittels zweier Stellglieder justiert werden. Mit einem in seiner Konstruktion einem Spiegelhalter ähnlichen Halter wird der horizontale Freiheitsgrad durch einen Oriol-Motor und ein Piezoelement eingestellt. Der Oriol-Motor dient mit seinem großen Hub zur Grobeinstellung. Die Feinjustage des Winkels erfolgt über den Piezo, der auf die Spitze des Oriol-Motors drückt. Der Piezo hat bei einer Spannung von 150 V einen maximalen Hub von 50 μm . Bei einem Abstand zum Auflagepunkt von 4 cm entspricht dies einer maximalen Winkeländerung von 1300 μrad , so dass ein Winkelbereich von mehreren Beugungsordnungen abgedeckt ist.

Auf diesen Halter wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei verschiedene Konstruktionen aufgesetzt, mit deren Hilfe die verschiedenen Konfigurationen stehender Lichtwellen erzeugt wurden, wie sie in Kapitel 3 und Kapitel 4 zum Einsatz kommen werden. In Abbildung 2.17 ist der Spiegelaufbau zur Erzeugung nicht zerfließender atomarer Wellenpakete dargestellt: Auf den Halter wurde eine sog. Flexure montiert. Auf dieser wurde der ca. 7x3 cm große dielektrische Spiegel geklebt. Die Flexure (PI P-280.30) hat einen (ungeregelten) maximalen Hub von 100 μm (bei 1000 V) und erlaubt es, den Spiegel ohne allzu große Winkeländerung (spezifiziert 9 μrad) vor und zurück zu fahren. Es zeigte sich jedoch, dass die Flexure nur bis zu einem Hub von 50 μm linear auf Spannungsänderungen reagiert, woraufhin man sich auf diesen Bereich beschränkte. Dies wird in Kapitel 3 zur Messung der Phase des nicht zerfließenden Wellenpakets relevant. Der

Abstand zwischen Strahl und Spiegel wurde mit dem Oriol-Motor grob auf einen Wert $< 300 \mu\text{m}$ eingestellt.

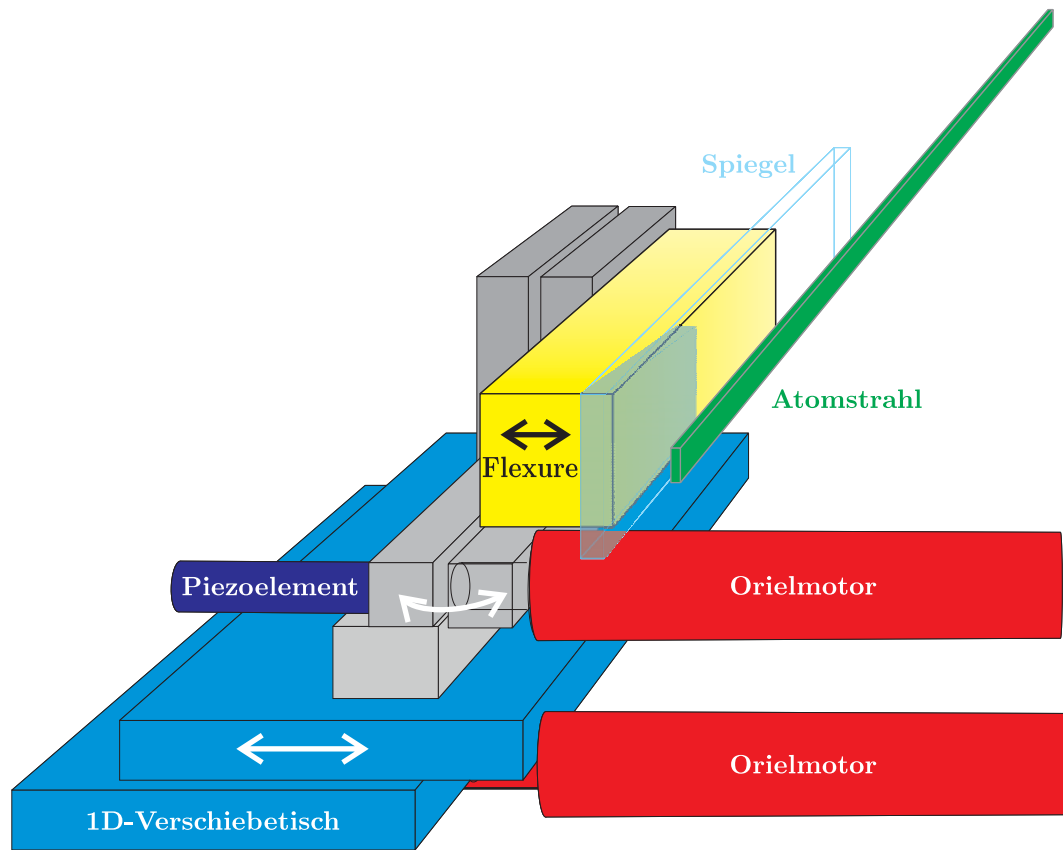


Abbildung 2.17: Spiegelaufbau zur Erzeugung nicht zerfließender Wellenpakete. Die Motoren erlauben es, alle relevanten Freiheitsgrade von außerhalb des Vakuums zu kontrollieren.

Zur Erzeugung periodischer Doppelpotentiale in Kapitel 4 kommt ein veränderter Aufbau zum Einsatz. Die spiegelhalterähnliche Grundkonstruktion wurde erweitert durch einen Motor (Fa. Thorlabs), der es erlaubt den vertikalen Freiheitsgrad einzustellen und somit die Spiegelfläche parallel zur Richtung der Spalte auszurichten. Die Flexure wurde durch ein Stück Aluminium ersetzt, auf das der erste $5 \times 1 \text{ cm}$ große Goldspiegel geklebt wurde. An das Aluminiumstück wurde ein Spiegelhalter montiert, auf den ein weiterer Goldspiegel gleicher Größe geklebt wurde, so dass die beiden Spiegel übereinander stehen. Zentraler Punkt des Experiments ist der Winkel zwischen den beiden Spiegeln. Dessen Justage außerhalb des Vakuums mittels eines Goniometers wird in einer Diplomarbeit beschrieben (Hörner, 2004).

Bei der Aufnahme atomarer Beugungsbilder zeigten sich unerwartet verwaschene Bilder. Als Ursache hierfür wurden magnetische Streufelder ausgemacht, die über den Stern-Gerlach-Effekt zu zustandsabhängigen Ablenkungen der Atome führten. Anfänglich wurde vermutet, dass eine Restmagnetisierung des zweiten Spalts hauptsächlich dafür verantwortlich ist. Der Austausch der Stahlspalte gegen Aluminiumspalte brachte zwar leichte Besserung aber keine Lösung des Problems. Zur Bekämpfung des Problems

wurden zwei starke Permanentmagnete außerhalb des Vakuums angebracht. Sie bringen zwei Vorteile, aber auch einen gravierenden Nachteil mit sich: Sie erzeugen einen hinreichend starken Magnetfeldgradienten in Richtung der stehenden Lichtwelle, so dass alle Atome, die sich nicht im Zustand $m_j = 0$ befinden, so stark abgelenkt werden, dass sie nicht auf den MCP-Detektor treffen. Dies schafft eine klar definierte Situation für die Atom-Licht-Wechselwirkung, hat aber den Nachteil, dass man für den metastabilen Zustand mit $J = 2$ bei Gleichverteilung der Atome über die fünf magnetischen Unterzustände $4/5$ der Atome verliert. Der zweite Vorteil ist, dass am Ort der stehenden Lichtwelle ein als homogen zu betrachtendes Magnetfeld erzeugt wird, das die Quantisierungsachse in k -Richtung der stehenden Lichtwelle definiert. Durch Verwendung von zirkular polarisiertem Licht können nur Übergänge zwischen $m_j^m = 0$ und $m_j^e = \pm 1$ angeregt werden, womit ein Zwei-Niveau-Atom realisiert ist. Zur Beschreibung benötigt man dann nur einen Clebsch-Gordon-Koeffizienten. Eine Mittelung über alle Unterzustände entfällt. Optisches Pumpen in der stehenden Lichtwelle in höhere m_j^m Zustände ist zwar prinzipiell möglich, allerdings erreichen jene Atome nicht den Detektor, da sie vom Stern-Gerlach-Feld aus dem Atomstrahl entfernt werden.

Bei den in Kapitel 3 beschriebenen Experimenten werden die Argonatome vom Zustand $1s_5$ in den Zustand $2p_8$ angeregt. Wünschenswert wäre, dass keines der Atome zurück in den Zustand $1s_5$ zerfällt, sondern dass alle Atome über Zwischenzustände in den Grundzustand übergehen. Dies ist prinzipiell aber unmöglich, da sonst die Anregung von $1s_5$ nach $2p_8$ aufgrund des verschwindenden Übergangsmatrixelements nicht möglich wäre. Argonatome zerfallen mit einer Wahrscheinlichkeit von 29% zurück in den metastabilen Zustand $1s_5$ (vgl. Abbildung 2.1). Da aber aus den Zuständen $m_j^e = \pm 1$ aufgrund der Clebsch-Gordon-Koeffizienten nur die Hälfte der Atome zurück in den Zustand mit $m_j^m = 0$ fällt, reduziert sich diese Wahrscheinlichkeit auf effektiv 14,5% für jene Atome, die den Detektor erreichen.

Durch Verwendung zweier entgegengesetzt zueinander zirkular polarisierter stehender Lichtwellen gleicher Frequenz lassen sich zwei verschiedene effektive Verstimmungen realisieren. Aufgrund des Zeeman-Effekts werden die Zustände $m_j^e = \pm 1$ in unterschiedliche Richtungen verschoben, so dass σ^+ bzw. σ^- -Übergänge unterschiedliche Resonanzfrequenzen haben. Experimentell ergibt sich aus Messungen zur Maximierung der Absorption ein Unterschied von 8 ± 1 MHz, was einem Magnetfeld von $2,1 \pm 0,4$ G im Bereich der stehenden Lichtwelle entspricht. Die direkte Messung des Magnetfeldes mit einer Hall-Sonde liefert einen Wert von 3 ± 1 G.

2.5 Detektor und Datenverarbeitung

Ein großer Vorteil bei der Verwendung metastabiler Atome ist die vergleichsweise einfache Möglichkeit der Einzelatomdetektion. Die innere Energie der Atome reicht aus, um beim Auftreffen auf eine Oberfläche dort ein Elektron auszulösen, das dann vervielfacht und als Zählereignis detektiert werden kann.

Bei vergleichbaren Experimenten (Oberthaler *et al.*, 1999), bei denen der Detektor auf einer Achse mit der Quelle steht, erweist es sich als problematisch, dass auch andere Teilchen aus der Quelle austreten, die genug Energie besitzen, um Zählereignisse auszulösen. Die Atome im $1s_3$ -Zustand können prinzipiell optisch in den Grundzustand überführt werden. UV-Photonen aus der Gasentladung tragen aber stets zum Zähler-

untergrund bei. Im experimentellen Aufbau, wie er im Rahmen dieser Arbeit realisiert wurde, trifft aber ein reiner Strahl metastabiler $1s_5$ -Atome auf den Detektor, da UV-Photonen und Atome im $1s_3$ -Zustand nicht vom Funnel abgelenkt werden. Typische Dunkelzählraten der Detektionseinheit liegen bei 1 count/sec.

Der Detektorkopf (Fa. Quantar, Open-Face MCP/RAE Sensor, Model 3390A) besteht aus zwei Multichannelplates in Chevron-Konfiguration und einer Widerstandsanode. Die Multichannelplates (Fa. Quantar, Model 11020A) haben einen Durchmesser von 25 mm. Die innere Energie von ca. 12 eV eines ankommenden metastabilen Atoms reicht aus, um beim Auftreffen auf die MCP ein Elektron auszulösen. Dieses wird in den einzelnen feinen Kanälen der MCP vervielfacht (Gain typischer Weise $5 \cdot 10^3$). Die Elektronenwolke, die die zweite MCP verlässt, trifft auf eine flächenhafte Widerstandsanode (RAE), über deren vier Ecken die Ladung abfließt. Nach Verstärkung werden die analogen Signale digitalisiert und der Ort des Ereignisses ermittelt (Fa. Quantar, 2502A Position Analyzer). Die so ermittelte Position wird mittels einer digitalen IO-Karte (Fa. National Instruments) von einem PC eingelesen. Dieser Rechner steuert über eine analoge Karte (Fa. National Instruments) und mit Hilfe des Programms LABVIEW die Motoren innerhalb und außerhalb des Vakuums und kontrolliert so den Ablauf einer experimentellen Sequenz.

Der Detektor liefert ein Signal von 256×256 Punkten für die Fläche von 25 mm Durchmesser, d.h. ein Pixel entspricht $100 \mu\text{m}$. Die tatsächliche Auflösung des Detektors ist auf (elektronisch limitierte) $250 \mu\text{m}$ spezifiziert. Um die Auflösung zu vergrößern wurde der Detektor schief eingebaut, so dass er mit dem Atomstrahl einen Winkel von 10° bildet (Abbildung 2.18). Hierdurch verbessert sich das Auflösungsvermögen um einen Faktor $1/\sin(10^\circ) = 5,8$.

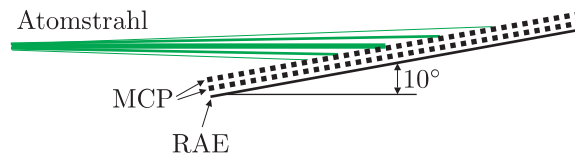


Abbildung 2.18: Verbesserung des Auflösungsvermögens durch schief eingebauten Detektor.

Der Analog-Digital-Wandler zeigt leider starke Nichtlinearitäten, was dazu führt, dass sowohl in x - als auch in y -Richtung gewisse Ortswerte gegenüber unmittelbar benachbarten bevorzugt werden. Dies führt zu einem Streifenmuster in den aufgenommenen Bildern. Um dies zu kompensieren wird jedes aufgenommene Bild durch ein Referenzbild geteilt, wodurch die unphysikalischen Strukturen verschwinden. Das Referenzbild wird erzeugt, indem die MCP möglichst homogen mit Atomen ausgeleuchtet wird. Hierzu werden beide Spalte aus dem Atomstrahl herausgefahren und ggf. Teile des Funnellichtes geblockt, um einen unkollimierten Atomstrahl zu erzeugen. Da der Atomstrahl immer an derselben Stelle auf die MCP trifft, altert die MCP hier besonders schnell und die Detektionseffizienz lässt an diesen Stellen nach. Durch regelmäßig erneuerte Referenzbilder lässt sich dieser Effekt kompensieren.

Beim Einbau des Detektors unter einem kleinen Winkel zum Atomstrahl musste bauartbedingt in Kauf genommen werden, dass die Achse des Detektors nicht mit der Richtung der Kollimationsspalte zusammenfällt. Deshalb erscheinen die Beugungsbilder

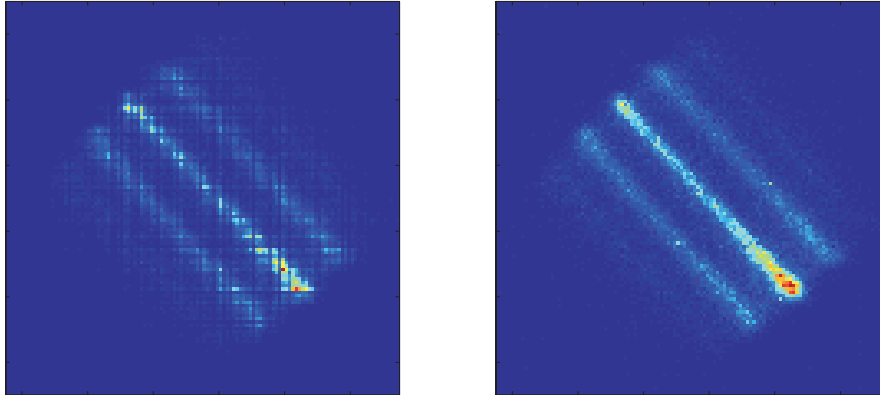


Abbildung 2.19: Typische Aufnahmen atomarer Beugungsbilder mit dem MCP-Detektor. Links ist ein Originalbild dargestellt. Rechts eines nach Division durch ein Referenzbild. Da die Achsen des Detektors nicht mit der Kollimationsspaltrichtung übereinstimmen, erscheinen die Bilder gedreht.

auf dem Detektor verdreht. Die aufgenommenen 256×256 -Matrizen werden daher mit Hilfe des Programms MATLAB rotiert und das Beugungsbild senkrecht ausgerichtet, so dass durch Summation über Zeilen der Matrix das Bild ausgewertet werden kann.

3 Nicht zerfließende Wellenpakete in imaginären Potentialen

Eine der grundlegenden Eigenschaften der Quantenmechanik ist das Zerfließen eines freien Wellenpakets. Seit der Entwicklung der Quantenmechanik gab es stets Bestrebungen experimentell dieses Zerfließen zu beeinflussen. Speziell nicht zerfließende Wellenpakete sind von anhaltendem Interesse. Ein sehr einfacher Weg das Zerfließen zu verhindern, ist die Ausübung einer klassischen Kraft auf das Wellenpaket. So fand schon Schrödinger (1926b), dass der quantenmechanische Grundzustand des harmonischen Oszillators seine Form mit der Zeit nicht ändert. Im freien Raum ist es aufgrund von Korrelationen von Ort und Impuls möglich, das Zerfließen eines Wellenpakets mit Airy-Form zu unterbinden (Berry und Balazs, 1979). Gegenstand der aktuellen Forschung sind vor allem nicht zerfließende Materiewellenpakete von Rydbergelektronen in getriebenen Systemen und atomare Solitonen, die durch die Atom-Atom-Wechselwirkung zusammengehalten werden. Ein Überblick über diese beiden Typen wird in Abschnitt 3.3 gegeben.

In diesem Kapitel wird ein neuartiges atomares nicht zerfließendes Wellenpaket vorgestellt. Ein ortsabhängiger Absorptionsmechanismus sorgt dafür, dass Teile des Wellenpakets, die sich vom Zentrum des Pakets entfernt haben, absorbiert werden. Um das Minimum der Absorption bildet sich ein nicht zerfließendes Wellenpaket aus.

In diesem Kapitel wird die Theorie eines Zwei-Niveau-Atoms im Lichtfeld dahingehend erweitert, dass der für metastabile Argonatome mögliche Absorptionsvorgang implementiert wird. Anschließend werden die Messungen zur Charakterisierung des Wellenpakets vorgestellt.

3.1 Theorie

Um die Dynamik eines quantenmechanischen Teilchens zu beschreiben muss die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung gelöst werden:

$$i\hbar \frac{d\Psi(\mathbf{r}, t)}{dt} = \hat{H}(t)\Psi(\mathbf{r}, t). \quad (3.1)$$

Für ein Zwei-Niveau-Atom mit den Zuständen $|m\rangle$ (metastable) und $|e\rangle$ (excited) ergibt sich eine zweikomponentige Wellenfunktion:

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = (\psi_e(\mathbf{r}, t), \psi_m(\mathbf{r}, t)). \quad (3.2)$$

In der Rotating-Wave-Approximation wird die Wechselwirkung mit dem Lichtfeld durch folgenden Hamilton-Operator beschrieben (m ist die Masse des Atoms):

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \hbar \begin{pmatrix} -\Delta - i\frac{\Gamma}{2} & -\frac{1}{2}\Omega(\mathbf{r}) \\ -\frac{1}{2}\Omega(\mathbf{r}) & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

Hierbei beschreibt die Rabi-Frequenz $\Omega(\mathbf{r})$ die Kopplung an das Lichtfeld. In dieser Arbeit wird der Fall untersucht, in dem ein Atomstrahl mit Schwerpunktsimpuls \mathbf{p}_0 senkrecht auf eine stehende Welle ($\Omega(\mathbf{r}) = \Omega \cos(k_l x)$) trifft. Man erhält nach Transformation in ein mit \mathbf{p}_0 mitbewegtes Bezugssystem zwei gekoppelte eindimensionale Schrödinger-Gleichungen:

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi_e(x, t) = -\left(\frac{\hbar}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \Delta + i\frac{\Gamma}{2}\right)\psi_e(x, t) - \frac{\Omega}{2}\cos(k_l x)\psi_m(x, t), \quad (3.4)$$

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi_m(x, t) = -\frac{\hbar}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\psi_m(x, t) - \frac{\Omega}{2}\cos(k_l x)\psi_e(x, t). \quad (3.5)$$

Zur Lösung dieser Differentialgleichungen werden die Wellenfunktionen nach Impulseigenzuständen (ebenen Wellen) zerlegt:

$$\psi_{m,e}(x, t) = \sum_n a_n^{(m,e)}(t) \exp(ink_l x). \quad (3.6)$$

Für die Fourierkoeffizienten $a_n^{(m,e)}$ des metastabilen und des angeregten Zustands erhält man unter Einführung der Recoil-Frequenz $\omega_{\text{rec}} = \hbar k_l^2/2m$ ein zur Schrödinger-Gleichung äquivalentes Differentialgleichungssystem:

$$i\dot{a}_n^{(e)} = \left(n^2\omega_{\text{rec}} - \Delta - i\frac{\Gamma}{2}\right)a_n^{(e)} - \frac{\Omega}{4}\left(a_{n-1}^{(m)} + a_{n+1}^{(m)}\right), \quad (3.7)$$

$$i\dot{a}_n^{(m)} = n^2\omega_{\text{rec}}a_n^{(m)} - \frac{\Omega}{4}\left(a_{n-1}^{(e)} + a_{n+1}^{(e)}\right). \quad (3.8)$$

Eine allgemeine analytische Lösung für diese Gleichungen kann nicht angegeben werden. Das Ergebnis einer numerischen Integration zeigt Abbildung 3.1. Im Folgenden werden die verschiedenen Regimes der Dynamik diskutiert.

Raman-Nath-Regime

Für kleine Rabi-Frequenzen und kurze Wechselwirkungszeiten befindet man sich im Raman-Nath bzw. Kapitza-Dirac-Regime. Die stehende Lichtwelle überträgt in diesem Regime lediglich einen Impuls auf das Atom, die Bewegung des Atoms in Richtung der stehenden Welle ist aber gering, so dass folglich der kinetische Anteil im Hamilton-Operator (Gleichung 3.4 und 3.5) vernachlässigt werden kann. Für Zeiten länger als $1/\Gamma$ kann man die auftretende zweite Ableitung nach der Zeit vernachlässigen und erhält:

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi_m(x, t) = \frac{1}{4}\frac{|\Omega|^2}{\Delta + i\Gamma/2}\cos^2(k_l x)\psi_m(x, t). \quad (3.9)$$

In dieser Näherung bewegt sich das Atom im komplexen Chudsnikov-Yakovlev-Potential

$$V_{CY}(x) = \frac{\hbar|\Omega|^2\cos^2(k_l x)}{4(\Delta + i\Gamma/2)}. \quad (3.10)$$

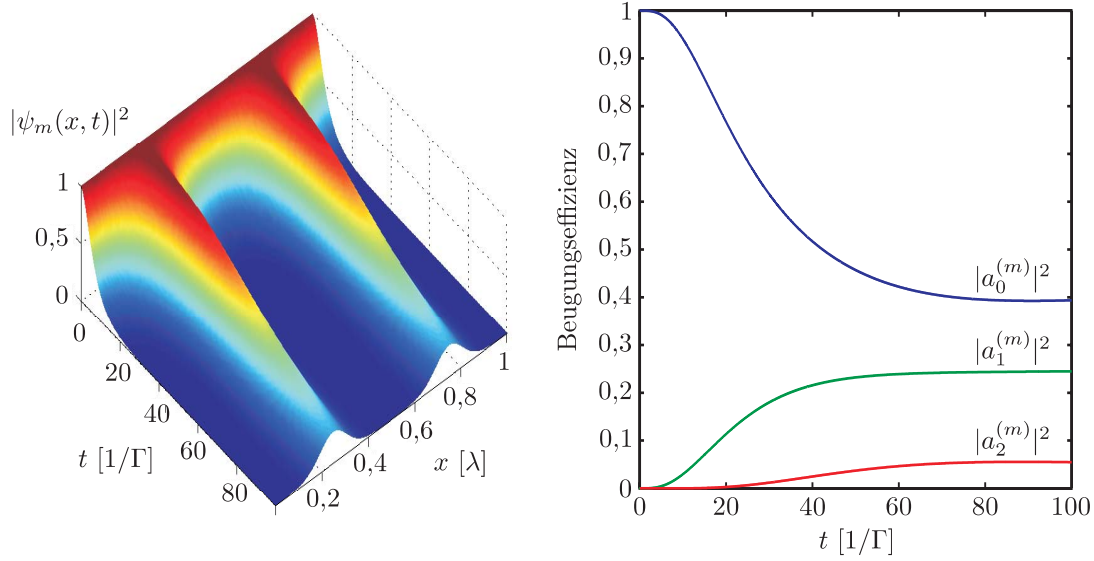


Abbildung 3.1: Numerische Lösung des Gleichungssystems (3.7 und 3.8) für eine Rabi-Frequenz von $\Omega = 0,4\Gamma$ für die Anfangsbedingung einer ebenen Welle. Links: Zeitentwicklung der Wellenfunktion des Grundzustandes. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit überlebt nur um die Minima der Intensität, die sich im Abstand von $\lambda/2$ befinden. Rechts: Zeitentwicklung der Fourierkomponenten bzw. Beugungsordnungen in normierter Darstellung.

Folglich hat die Lösung von Gleichung 3.9 die Form:

$$\psi_m(x, t) = \exp(-itV_{CY}/\hbar) = \exp\left(-\frac{it}{4} \frac{|\Omega|^2}{\Delta + i\Gamma/2} \cos^2(k_l x)\right) \quad (3.11)$$

$$= \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n \exp\left(-i \frac{|\Omega|^2}{8(\Delta + i\Gamma/2)} t\right) J_n\left(\frac{|\Omega|^2}{8(\Delta + i\Gamma/2)} t\right) \exp(i2nk_l x). \quad (3.12)$$

Die Besetzungswahrscheinlichkeit des metastabilen Zustands zerfällt mit der ortsabhängigen Rate:

$$\Gamma_{\text{eff}} = -\frac{2}{\hbar} \text{Im}V_{CY}(x) = \frac{1}{4} \frac{|\Omega|^2 \Gamma}{\Delta^2 + \Gamma^2/4} \cos^2(k_l x). \quad (3.13)$$

In der harmonischen Näherung folgt für die 1/e-Breite von $|\psi_m(x, t)|^2$:

$$\Delta x(t) = \frac{2}{k|\Omega|} \sqrt{\frac{\Delta^2 + \Gamma^2/4}{\Gamma t}}. \quad (3.14)$$

Es bildet sich folglich eine um den Knoten der stehenden Lichtwelle lokalisierte atomare Verteilung aus, deren Breite sich mit $1/\sqrt{t}$ verringert.

Zusammenbruch der Raman-Nath-Näherung

Bisher wurden die kinetischen Anteile des Hamilton-Operators vernachlässigt. Der Zeitpunkt, zu dem diese Näherung ihre Gültigkeit verliert, kann durch ein Ratengleichungsmodell abgeschätzt werden. Betrachtet wird der resonante Fall, der für die im Rahmen

dieser Arbeit durchgeführten Experimente von zentraler Bedeutung ist. Die Breite des Wellenpakets verringert sich gemäß:

$$\Delta x(t) = \frac{1}{k_l |\Omega|} \sqrt{\frac{\Gamma}{t}}. \quad (3.15)$$

Die bisher vernachlässigte kinetische Energie führt zur Dispersion des Wellenpakets. Der Einfluss kann über die Heisenbergsche Unschärferelation abgeschätzt werden

$$\Delta p(t) \approx \frac{\hbar}{\Delta x(t)}. \quad (3.16)$$

Die charakteristische Zeit t_0 ist erreicht, wenn sich beide Prozesse aufheben, d.h. die Geschwindigkeit (bzw. Rate) der Absorption $\Delta x(t)/\Delta t$ gleich jener der Dispersion $\Delta p(t)/M$ ist. Mit $1/\Delta t \propto 1/t$ (Fedorov *et al.*, 2003) folgt die charakteristische Zeit

$$t_0 \propto \frac{1}{|\Omega|} \sqrt{\frac{\Gamma}{2\omega_{\text{rec}}}}. \quad (3.17)$$

Langzeitverhalten

Für lange Wechselwirkungszeiten beschreibt die Raman-Nath-Näherung die Dynamik nicht mehr korrekt. Nach der charakteristischen Zeit t_0 bricht die Näherung zusammen und die kinetische Energie darf nicht länger vernachlässigt werden. Von Fedorov *et al.* (2003) wurde gezeigt, dass zu Gleichung 3.9 ein kinetischer Term hinzugefügt werden kann:

$$i\hbar \frac{d}{dt} \psi_m(x, t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V_{CY}(x) \right) \psi_m(x, t). \quad (3.18)$$

Da sich das Wellenpaket um den Knoten der stehenden Welle ausbildet, kann das Potential dort harmonisch genähert werden. Für exakte Resonanz ($\Delta = 0$) ergibt sich die Schrödinger-Gleichung mit einem rein imaginären harmonischen Oszillatorpotential

$$i\hbar \frac{d}{dt} \psi_m(x, t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - i \frac{m\omega_0^2}{2} x^2 \right) \psi_m(x, t), \quad (3.19)$$

mit $\omega_0 = |\Omega| \sqrt{2\omega_{\text{rec}}/\Gamma} \equiv 1/t_0$. Für lange Zeiten faktorisiert die Wellenfunktion in einen ortsabhängigen und einen zeitabhängigen Teil. Um die Knoten der stehenden Lichtwelle, die einem Absorptionsminimum entsprechen, bilden sich lokalisierte Wellenpakete aus, deren Amplitude exponentiell mit einer modifizierten Rate $\tilde{\Gamma} = |\Omega| \sqrt{\omega_{\text{rec}}/\Gamma}$ zerfällt. Die Form des Wellenpakets bleibt aber zeitlich konstant. Dies kann anschaulich so verstanden werden, dass das Auseinanderlaufen des Pakets durch das Abschneiden von Teilen kompensiert wird. Für den ortsabhängigen Teil der Wellenfunktion ergibt sich nach Fedorov *et al.* (2003)

$$\psi_m(x) = \exp\left(-\frac{m\omega_0 x^2}{2\hbar} \frac{1-i}{\sqrt{2}}\right) \quad (3.20)$$

mit der (zeitlich konstanten) $1/e$ -Breite von $|\psi_m(x)|^2$

$$\Delta x_{as} = \sqrt{\frac{\sqrt{2}\hbar}{m\omega_0}} = \frac{1}{k_l} \sqrt[4]{\frac{4\Gamma\omega_{\text{rec}}}{|\Omega|^2}}. \quad (3.21)$$

Es ergibt sich, wie z.B. auch beim harmonischen Oszillator, ein gaußförmiges Wellenpaket. Allerdings handelt es sich hier nicht um ein unschärfebegrenztes Wellenpaket, da ihm noch eine räumliche Phase $\phi(x)$ aufgeprägt ist:

$$\phi(x) = \frac{m\omega_0}{2\sqrt{2}\hbar} x^2. \quad (3.22)$$

Diese Phase sorgt dafür, dass ein solches Wellenpaket nach dem Übergang in den freien Raum schneller zerfließt als ein Paket gleicher Breite mit konstanter Phase.

Die Demonstration und Charakterisierung solch eines Wellenpakets ist der zentrale Punkt dieses Kapitels. Da experimentell nur Impulsverteilungen untersucht werden, sei hier noch die entsprechende Fouriertransformierte

$$\tilde{\psi}_m(k) \propto \exp\left(-\frac{\hbar k^2}{2m\omega_0} \frac{1+i}{\sqrt{2}}\right) \quad (3.23)$$

angegeben. Für die Phase folgt

$$\tilde{\phi}(k) = -\frac{\hbar}{2\sqrt{2}m\omega_0} k^2, \quad (3.24)$$

so dass für die Phase der n -ten Beugungsordnung gilt ($k = 2nk_l$):

$$\phi_n = -\frac{2\hbar k_l^2}{\sqrt{2}m\omega_0} n^2 = -2\sqrt{\frac{\omega_{\text{rec}}\Gamma}{|\Omega|^2}} n^2. \quad (3.25)$$

Einfluss von Verstimmungen

Im Fall einer nicht exakt resonanten stehenden Lichtwelle ergibt sich für die asymptotische Breite ein verallgemeinerter Ausdruck (Fedorov *et al.*, 2003)

$$\Delta x_{as} = \frac{\sqrt{2}}{k_l \sqrt{|\Omega|}} (\omega_{\text{rec}}\Gamma)^{1/4} \left(\frac{\frac{4\Delta^2}{\Gamma^2} + 1}{\frac{2\Delta}{\Gamma} + \sqrt{\frac{4\Delta^2}{\Gamma^2} + 1}} \right)^{1/4}. \quad (3.26)$$

Eine minimale Breite der Wellenpakete wird für eine Verstimmung von

$$\Delta = \frac{1}{2\sqrt{3}}\Gamma \quad (3.27)$$

erreicht. Für eine Verstimmung $\Delta \neq 0$ ist das Chudesnikov-Yakovlev-Potential komplex. Der reelle Teil des Potentials führt dann zusätzlich zu einer Kraft in Richtung des Intensitätsminimums, falls der Laser blau verstimmt ist. Bei roter Verstimmung ($\Delta < 0$) werden die Atome durch die Kraftwirkung in den Bereich starker Lichtintensität gezogen, so dass sich im stationären Zustand wesentlich breitere Wellenpakete ausbilden.

Einfluss der spontanen Emission

In den bisherigen Überlegungen wurde ein Zwei-Niveau-System ($|m\rangle, |e\rangle$) betrachtet, dessen angeregter Zustand über spontane Emission in einen dritten Zustand zerfällt. Für

jeden erlaubten Übergang $|m\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ ist aber auch spontane Emission von $|e\rangle$ zurück nach $|m\rangle$ möglich. Für den in dieser Arbeit relevanten Übergang im Argonatom beträgt diese Wahrscheinlichkeit 29%.

Findet keine spontane Emission zurück in den Zustand $|m\rangle$ statt, so besteht die Impulsverteilung der Wellenfunktion aus diskreten Peaks in Abständen von $2\hbar k$, da stets durch Absorption und folgende stimulierte Emission nur Pakete von zwei Photonen auf das Atom übertragen werden können. Der Einfluss spontaner Emission zurück nach $|m\rangle$ führt nun dazu, dass auch Impulsüberträge zwischen 0 und $\hbar k$ auftreten können. Dies führt zur Auswaschung der diskreten Struktur der Impulsverteilung.

Um den Einfluss dieses Effekts abschätzen zu können, wurde eine Quanten-Monte-Carlo-Simulation durchgeführt. Hierbei wird der spontane Emissionsprozess als diskretes Wahrscheinlichkeitsereignis in der Schrödinger-Gleichung berücksichtigt. Die Mittelung über viele Atome bzw. Durchläufe des Programms liefert ein den optischen Bloch-Gleichungen äquivalentes Ergebnis (Dalibard *et al.*, 1992). In die Simulation wird ein zusätzlicher Zerfallsterm Γ_{em} eingefügt, der die Amplitude des angeregten Zustands $|e\rangle$ reduziert. Nach jedem Simulationszeitschritt $dt (\ll 1/\Gamma_{em})$ wird die Wahrscheinlichkeit für eine spontane Emission $dp = \Gamma_{me} dt |a_e(t)|^2$ mit einer Zufallszahl $\varrho \in [0, 1]$ verglichen. Für $\varrho < dp$ soll eine spontane Emission stattgefunden haben, die Wellenfunktion wird auf den Zustand $|m\rangle$ projiziert und ein zufälliger Impuls zwischen $+\hbar k$ und $-\hbar k$ auf das Atom übertragen. Für $\varrho > dp$ dagegen soll keine spontane Emission stattfinden und die Propagation wird mit der vorhandenen Wellenfunktion weitergeführt, die allerdings mit einem Faktor $\sqrt{1-dp}$ multipliziert wird. Um den Einfluss des Effekts auf die durchgeführten Experimente zu untersuchen, wurden für typische Parameter 10 000 Atome propagiert. Die Ergebnisse der Simulation sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Wie erwar-

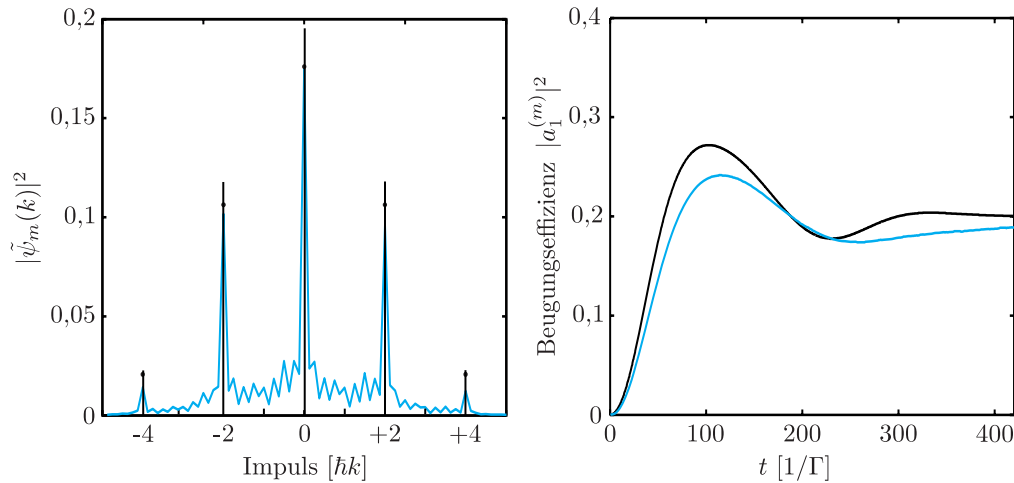


Abbildung 3.2: Vergleich der Ergebnisse einer Monte-Carlo-Simulation für 10 000 Atome mit dem Ergebnis der Integration der Schrödinger-Gleichung für eine Rabi-Frequenz von $\Omega = 0,4\Gamma$. Links ist die Impulsverteilung nach einer Wechselwirkungszeit von $t = 500/\Gamma$ mit einer resonanten stehenden Lichtwelle dargestellt. Die Schrödinger-Gleichung liefert diskrete Peaks, während die Monte-Carlo-Simulation leicht verbreiterte Peaks und einen Untergrund zeigt. Rechts ist die Zeitentwicklung der Besetzungswahrscheinlichkeit der ersten Beugungsordnung für eine Verstimmung von $\Delta = \Gamma$ dargestellt. Die Monte-Carlo-Simulation zeigt eine verlangsamte Dynamik und schwächere Oszillationen.

tet verschwindet die diskrete Kammstruktur, die Beugungsordnungen werden breiter und es tritt ein Untergrund auf. In der Zeitentwicklung der Beugungsordnungen sind die Oszillationen weniger stark ausgeprägt und die Dynamik ist verlangsamt. Insgesamt ist der Einfluss aber gering. Da im Experiment durch Ausnutzung der magnetischen Unterstruktur des Übergangs die Wahrscheinlichkeit für eine spontane Emission auf 16 % reduziert wurde, konnte der Effekt für die Auswertung der experimentellen Ergebnisse vernachlässigt werden.

Andere Potentialformen

Um zu untersuchen wie sich andere absorptive Potentialformen auf die Dynamik einer Argon-Materiewelle auswirken, wurden mittels der Split-Step-Methode (de Sterke und Sipe, 1986) numerische Simulationen durchgeführt. Während die Möglichkeit, einen analytischen Ausdruck für die Langzeitwellenfunktion angeben zu können, auf die harmonische Näherung beschränkt ist, kann man erwarten, dass das Zusammenspiel von Dispersion und Absorption auch für andere Potentialformen zur Ausbildung nicht zerfließender Wellenpakete führt. Untersucht wird ein verallgemeinertes Potential

$$V_{2n}(x) = -i \frac{\hbar \Omega^2}{\Gamma} (qx)^{2n}, \quad (3.28)$$

wobei $q \ll k$ die charakteristische Breite von V_{2n} bestimmt. Für $n = 1$ erhält man das zuvor behandelte harmonische Potential, während sich für $n \rightarrow \infty$ ein Kastenpotential ergibt. Analog zum harmonischen Fall lassen sich die charakteristischen Größen Zeit und Breite herleiten:

$$t_0 \propto \frac{1}{\Omega^{2/(n+1)}} \left(\frac{\Gamma}{\tilde{\omega}_r^n} \right)^{\frac{1}{n+1}} \quad \text{und} \quad q\Delta x \propto \left(\frac{\Gamma}{\Omega^2 t_0} \right)^{\frac{1}{2n}}. \quad (3.29)$$

Wobei $\tilde{\omega}_r = \hbar q^2 / (2m)$ eingeführt wurde. Diese Skalierungen wurden durch numerische Simulationen bestätigt, welche ebenfalls zeigen, dass sich für lange Zeiten nicht zerfließende Wellenpakete bilden. Einige sind in Abbildung 3.3 dargestellt.

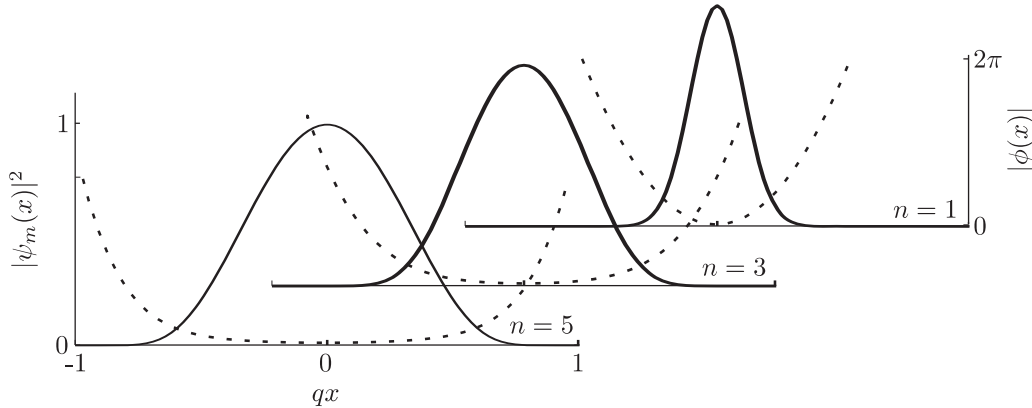


Abbildung 3.3: Wahrscheinlichkeit $|\psi_m(x)|^2$ (durchgezogene Linie) und Absolutwert der Phase $|\phi(x)|$ (gestrichelte Linie) der nicht zerfließenden Wellenpakete für verschiedene Potentiale U_{2n} .

3.2 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die experimentellen Ergebnisse zur Propagation von Materiewellen in komplexen Potentialen vorgestellt. Die Bildung nicht zerfließender Wellenpakete in rein imaginären Potentialen wird anhand gemessener Impulsverteilungen (Beugungsbilder) charakterisiert. Zudem kommt eine interferometrische Methode zum Einsatz, die auch Rückschlüsse auf die Phase des nicht zerfließenden Wellenpakets zulässt. Zum Abschluss werden die Ergebnisse zur Dynamik in leicht-verstimmten (komplexen) Potentialen vorgestellt.

Ein wesentlicher Punkt ist die möglichst perfekte Realisierung des Hamilton-Operators (Gleichung 3.3). Hierfür ist eine stehende Lichtwelle, resonant mit dem $1s_5 - 2p_8$ -Übergang in metastabilem Argon, nötig. Zudem muss der Atomstrahl perfekt senkrecht auf die stehende Lichtwelle auftreffen. Ein weiterer wichtiger Punkt für das Studium der Dynamik der Materiewelle ist die Einstellbarkeit der Wechselwirkungszeit. Dies hebt unser Experiment gegen die meisten anderen Experimente ab, die Materiewellenbeugung von Atomstrahlen an Lichtstrukturen studieren.

Zur Durchführung der Experimente kommt der in Abschnitt 2.4 vorgestellte Aufbau zum Einsatz. Durch die Stern-Gerlach-Magnete wird auch am Ort der stehenden Lichtwelle ein Magnetfeld erzeugt. Um die hierdurch verursachte Zeeman-Verschiebung des Übergangs zu kompensieren, darf der Laser nicht exakt auf die Resonanzfrequenz stabilisiert werden, sondern muss entsprechend in der Frequenz verschoben werden. Dies wurde erreicht, indem durch Veränderung der AOM-Frequenz die Laserfrequenz so verschoben wurde, dass sich für eine Wechselwirkungsstrecke von $50 \mu\text{m}$ eine maximale Absorption der Atome ergibt. Dies ermöglicht die Einstellung der Resonanzbedingung mit einer Genauigkeit von ca. 1 MHz.

Der Hamilton-Operator aus Gleichung 3.3 setzt den senkrechten Einfall des Atomstrahls auf die stehende Lichtwelle voraus. Ein nicht senkrechter Einfall manifestiert sich in einem asymmetrischen Beugungsbild. Deshalb wird der normale Einfall des Atomstrahls über eine Minimierung der Asymmetrie der Beugungsbilder bei Einfall auf eine möglichst lange (typischer Weise $500 \mu\text{m}$) und damit sensitive stehende Lichtwelle eingestrahlt. Die Änderung des Einfallswinkels wird durch Veränderung der Ausrichtung der stehenden Welle erreicht. Hierzu wird der Spiegel durch das Piezoelement entsprechend verkippt. Bereits Verkipnungen im Bereich von $50 \mu\text{rad}$ äußern sich in einer Asymmetrie zwischen ± 1 . Beugungsordnung. Bei dieser Einstellung ist besonders darauf zu achten, dass das aufgenommene MCP-Bild durch ein mit möglichst homogener Beleuchtung entstandenes Referenzbild geteilt wird. Nur so lassen sich räumliche Inhomogenitäten in der Detektionseffizienz der MCP korrigieren.

Die Beugungsbilder auf der MCP sind in vertikaler Richtung etwa 80 Pixel groß, was ungefähr 8 mm entspricht. Dies ist bedingt durch die Höhe des zweiten Spalts von ca. 4 mm und der Geschwindigkeitsverteilung der Atome in vertikaler Richtung. Langsame Atome fallen während der Flugstrecke von 50 cm zur MCP weiter nach unten, so dass eine gewisse Geschwindigkeitsselektion durch vertikale Beschränkung bei der Analyse des MCP-Bildes möglich ist. Ein weiterer Grund nur einen vertikalen Ausschnitt des Beugungsbildes zu analysieren ist die in vertikaler Richtung nicht konstante Intensität des Laserstrahls, der die stehende Lichtwelle erzeugt.

3.2.1 Impulsverteilungen

In Abbildung 3.4 sind typische Beugungsbilder für zwei verschiedene Wechselwirkungsstrecken dargestellt, die durch Summation der zehn zentralen Zeilen des MCP-Bildes entstanden sind. Aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung der Atome und der limitierten Auflösung der MCP ergibt sich keine Kammstruktur. In Teil b) der Abbildung ist das Beugungsbild in äquidistante Bereiche unterteilt. Die Atome, die in einem Bereich landen, werden der jeweiligen Beugungsordnung zugerechnet. Das analoge Vorgehen findet für die numerische Simulation mit atomarer Geschwindigkeitsverteilung statt, wie sie im folgenden Abschnitt zur Anwendung kommt.

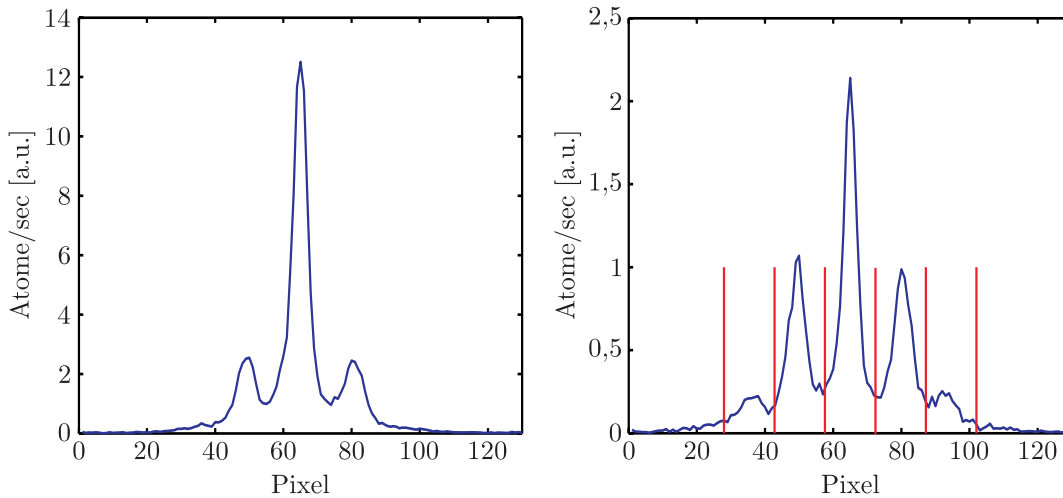


Abbildung 3.4: Atomare Beugungsbilder für zwei verschiedene Längen der stehenden Lichtwelle (links: $75\ \mu\text{m}$, rechts: $350\ \mu\text{m}$) und folglich verschiedenen Wechselwirkungszeiten. Die breitere Einhüllende im linken Bild ist Zeichen eines stärker lokalisierten Wellenpakets. Die äquidistanten Grenzen dienen zur Zuordnung der Atome zu einer bestimmten Beugungsordnung.

Um die Zeitentwicklung der Materiewelle im imaginären Potential untersuchen zu können, ist es wichtig, die Wechselwirkungslänge bzw. -zeit kontrolliert einstellen zu können. Dies erfolgt durch eine 1:1-Abbildung eines einstellbaren homogen beleuchteten Spaltes auf den Spiegel, der die stehende Lichtwelle erzeugt. Hierdurch lassen sich Wechselwirkungsstrecken von $50\ \mu\text{m}$ bis zu $1\ \text{mm}$ realisieren.¹ Der abzubildende Spalt wird von einem kollimierten Laserstrahl mit einem Durchmesser von ca. $1\ \text{cm}$ beleuchtet. Aus dem Zentrum wird der maximal $1\ \text{mm}$ große Spalt ausgeschnitten, dessen Intensität in Durchflugrichtung der Atome folglich in guter Näherung als konstant angenommen werden kann.

Mit Verlängerung der Wechselwirkungsstrecke ändert sich der Gesamtfluss durch Absorption. Dies wird dadurch kompensiert, dass die aufgenommenen Beugungsbilder jeweils normiert dargestellt werden. Um das Signal-Rausch-Verhältnis nicht zu sehr zu verschlechtern wird die Integrationszeit von ca. $30\ \text{s}$ auf mehrere Minuten verlängert. Als Fehler wurde für jeden Pixel des Detektors bei n -Zählereignissen ein \sqrt{n} -Fehler angenommen. Dieser Fehler wurde bei der Summation über die entsprechenden Bereiche

¹Kürzere Wechselwirkungsstrecken sind aufgrund störender Beugungseffekte nicht realisierbar.

des Beugungsbildes gemäß der Fehlerfortpflanzung mitgenommen.

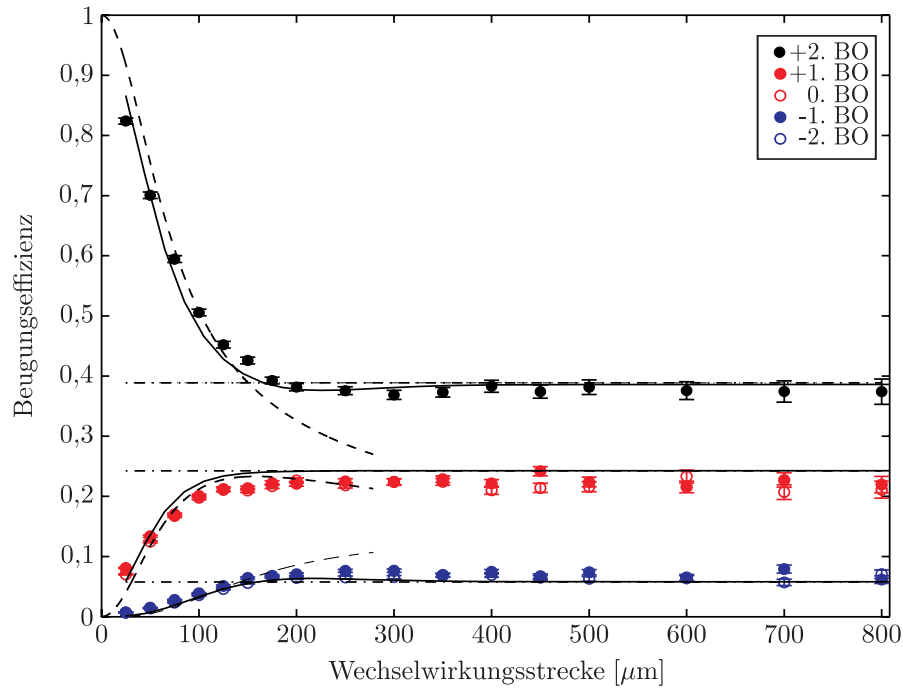


Abbildung 3.5: Evolution einer Materiewelle im periodischen imaginären Potential. Dargestellt ist die Zeitentwicklung im Impulsraum mittels der relativen normierten Effizienzen der 0., ± 1 . und ± 2 . Beugungsordnung. Neben den experimentellen Daten ist das Ergebnis der Integration der Schrödinger-Gleichung mit Berücksichtigung der atomaren Geschwindigkeitsverteilung für das offene Zwei-Niveau-Atom als durchgezogene Linie dargestellt. Die strich-punktierte Linie ist die Vorhersage der analytischen Lösung für das nicht zerfließende Wellenpaket. Gestrichelt ist die Lösung der Raman-Nath-Näherung gezeichnet, die wie erwartet die Dynamik nur für kurze Wechselwirkungszeiten richtig beschreibt. Für die theoretischen Kurven wurde eine Rabi-Frequenz von $0,4\Gamma$ eingesetzt.

In Abbildung 3.5 ist die Zeitentwicklung der Impulsverteilung einer Materiewelle im periodischen imaginären Potential dargestellt. Gezeichnet sind die normierten Beugungseffizienzen der verschiedenen Ordnungen. Die einfallende ebene Welle ($a_0 = 1$) entwickelt sich durch den Absorptionsmechanismus in eine periodisch lokalisierte Welle. Mit zunehmender Wechselwirkung nehmen die Anteile der höheren Beugungsordnungen zu und dementsprechend wird die Einhüllende des Beugungsbildes breiter, was im Fourierraum stärker lokalisierten „Einzelspalt-Wellenfunktionen“ entspricht. Dieser Bereich wird korrekt durch die Raman-Nath-Näherung beschrieben. Mit zunehmender Wechselwirkungszeit nimmt die Lokalisierung zu und der Einfluss der Dispersion kann nicht mehr vernachlässigt werden. Das Zusammenspiel von Absorption und Dispersion führt zur Ausbildung des vorhergesagten nicht zerfließenden Wellenpakets. In der Darstellung der normierten Beugungsordnungen in Abbildung 3.5 äußert sich dies in sich nicht mehr ändernden Beugungseffizienzen mit zunehmender Wechselwirkungsstrecke. Als strich-punktierte Linie ist die Vorhersage der analytischen Lösung angegeben. Alle Theoriekurven dieser Abbildung wurden für eine Rabi-Frequenz von $0,4\Gamma$ berechnet.

Dieser Wert liefert zum einen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Experimenten, diese hängt kritisch von der Rabi-Frequenz ab und kann daher zur Bestimmung verwendet werden. Zum anderen ist dieser Wert bis auf einen Faktor zwei konsistent mit der aus einer Leistungsmessung berechneten Rabi-Frequenz und jener, die sich aus der gesamten Absorption der Atome ermitteln lässt. Die gesamte Dynamik wird zudem gut durch die ebenfalls dargestellte numerische Lösung der Schrödinger-Gleichung mit der atomaren Longitudinalgeschwindigkeitsverteilung ($v = 50 \text{ m/s}$, $\Delta v = 10$) beschrieben.

Hiermit konnte die Bildung nicht zerfließender Wellenpakete in imaginären Potentialen gezeigt werden. Um weitere theoretische Vorhersagen zu prüfen und um Konsistenztests durchzuführen wurden weitere Messungen zum Skalierungsverhalten der Dynamik und zur ortsabhängigen Phase durchgeführt.

3.2.2 Skalierungsverhalten

Eine charakteristische Größe der Dynamik im imaginären Potential ist der Zeitpunkt t_0 , zu dem die Dispersion nicht mehr vernachlässigt werden kann. In Abschnitt 3.1 wurde gezeigt, dass durch ein einfaches Ratenmodell eine Abhängigkeit gemäß

$$t_0 \propto \frac{1}{\Omega} \quad (3.30)$$

gilt. Je größer die Rabi-Frequenz, desto stärker und schneller ist der Absorptionsprozess und die Dispersion kann nicht mehr vernachlässigt werden. Experimentell wurde diese Abhängigkeit untersucht, indem für verschiedene Laserintensitäten die Zeitentwicklung der Beugungsordnungen wie in Abbildung 3.5 aufgenommen wurde.

Der charakteristische Zeitpunkt t_0 wurde aus den experimentellen Daten ermittelt, wie es im Inset von Abbildung 3.6 dargestellt ist: Untersucht wird die nullte Beugungsordnung. Der Schnittpunkt zweier Geraden, die die Kurzzeit- bzw. Langzeitdynamik widerspiegeln, ergibt die charakteristische Zeit t_0 bzw. Wechselwirkungslänge z_0 . In Abbildung 3.6 sind die experimentellen Ergebnisse hierzu dargestellt. Die Rabi-Frequenzen wurden durch Messungen der Laserintensität mit einer Photodiode zueinander ins Verhältnis gesetzt. Die minimale Rabi-Frequenz betrug $\Omega = 0,23 \Gamma$. Die experimentellen Daten bestätigen die theoretischen Vorhersagen sehr gut.

3.2.3 Messung der Phase - Interferometrie

Bisher wurde zur Charakterisierung der Wellenfunktion lediglich die Wahrscheinlichkeitsverteilung im Impulsraum gemessen. Zur vollständigen Charakterisierung der Wellenfunktion muss noch die Phase erfasst werden. Im Folgenden wird eine interferometrische Methode vorgestellt, mit deren Hilfe die relative Phase der Beugungsordnungen untersucht und somit die Phasendynamik bei der Bildung des nicht zerfließenden Wellenpakets studiert werden kann.

In einem Mach-Zehnder-Interferometer hängt die Intensität in einem Ausgang von der relativen Phase zwischen den Armen ab. Das Analogon wird für unseren Aufbau realisiert, indem nach der stehenden Lichtwelle ein weiteres Beugungsobjekt in Form einer stehenden Lichtwelle zum Einsatz kommt. Hierdurch können die Partialwellen wieder zusammengeführt und zur Interferenz gebracht werden. Um allgemeine Aussagen über die Phasen der Beugungsordnungen machen zu können ist die Kenntnis aller Amplituden und Phasen des zweiten Beugungsobjekts nötig, was im atomoptischen Fall im

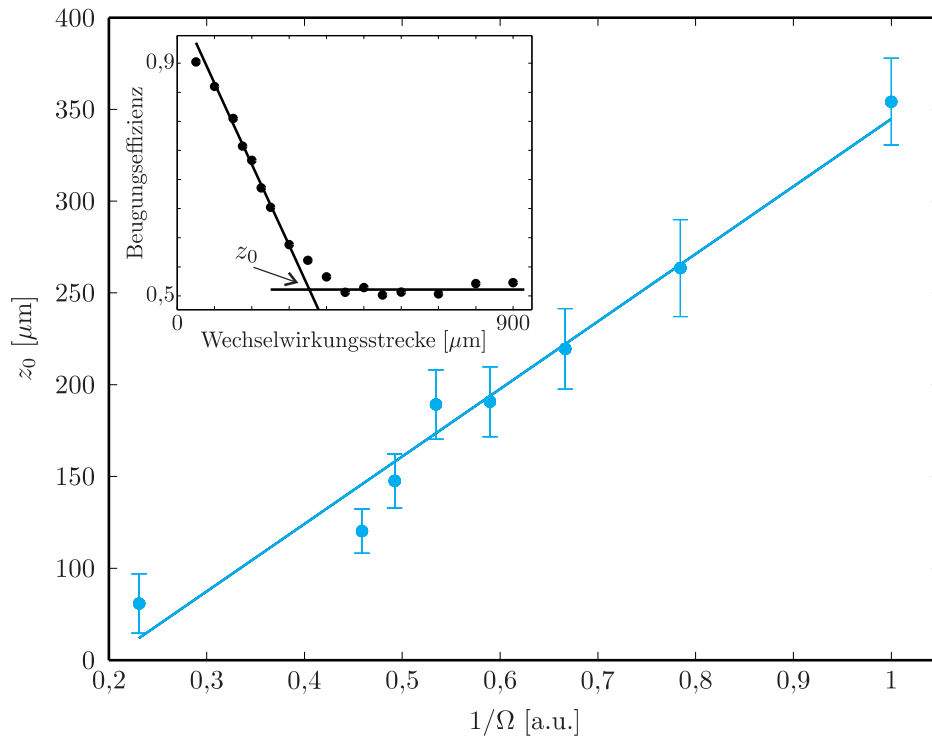


Abbildung 3.6: Skalierungsverhalten der charakteristischen Wechselwirkungsstrecke z_0 , nach der die Dispersion nicht mehr vernachlässigt werden kann und sich nicht zerfließende Wellenpakete ausbilden. Es bestätigt sich die theoretisch erwartete $1/\Omega$ Abhängigkeit. Die eingezeichnete Gerade visualisiert den linearen Verlauf. Der Wert für z_0 wurde wie im Inset dargestellt, als Schnittpunkt zweier Geraden ermittelt, die die Dynamik der nullten Beugungsordnung für kurze bzw. für lange Zeiten beschreiben.

Allgemeines allerdings nicht möglich ist. Für ein extrem kurzes Gitter sind die Phasen zwischen den Beugungsordnungen π , für ein weit-verstimmtes, refraktives Gitter sind sie $\pi/2$. Beide Fälle lassen sich aber in Reinkultur im Experiment mit Gittern endlicher Länge hier nicht verwirklichen.

Durch Änderung der relativen Phasenlage der beugenden Objekte ist es dennoch möglich, Aussagen über die relativen Phasen zwischen benachbarten Beugungsordnungen für den im Folgenden diskutierten Fall der Zweistrahlinterferenz zu machen.

Betrachtet wird der Fall zweier schwacher stehender Lichtwellen. In beiden soll die Intensität hinreichend gering sein, so dass nur erste und keine höheren Beugungsordnungen entstehen. Dies erlaubt für die beiden zu untersuchenden Richtungen die Beschränkung auf reine Zweistrahlinterferenz. Die Beugungsordnungen der Wellenfunktion, die die erste stehende Lichtwelle verlassen, haben im Allgemeinen und im speziellen Fall des nicht zerfließenden Wellenpakets komplexe Amplituden. Treffen die Atome senkrecht auf die stehende Lichtwelle, so ist der Prozess stets symmetrisch und es ergibt sich zwischen der nullten und der ± 1 . Ordnung ein Phasenunterschied von ϕ_1 .

Wird die Phase der zweiten stehenden Lichtwelle relativ zur Ersten verschoben, so erhalten deren Beugungsordnungen eine zusätzliche Phase. Wird die zweite stehende Lichtwelle z.B. durch Bewegung des Spiegels um Δx verschoben, so entspricht die Trans-

formation $x \rightarrow x' = x + \Delta x$ im Impulsraum der Transformation

$$a_n \rightarrow a'_n = a_n \exp(ink_l \Delta x). \quad (3.31)$$

Die n -te Beugungsordnung erhält infolgedessen eine n -fache Phasenverschiebung.

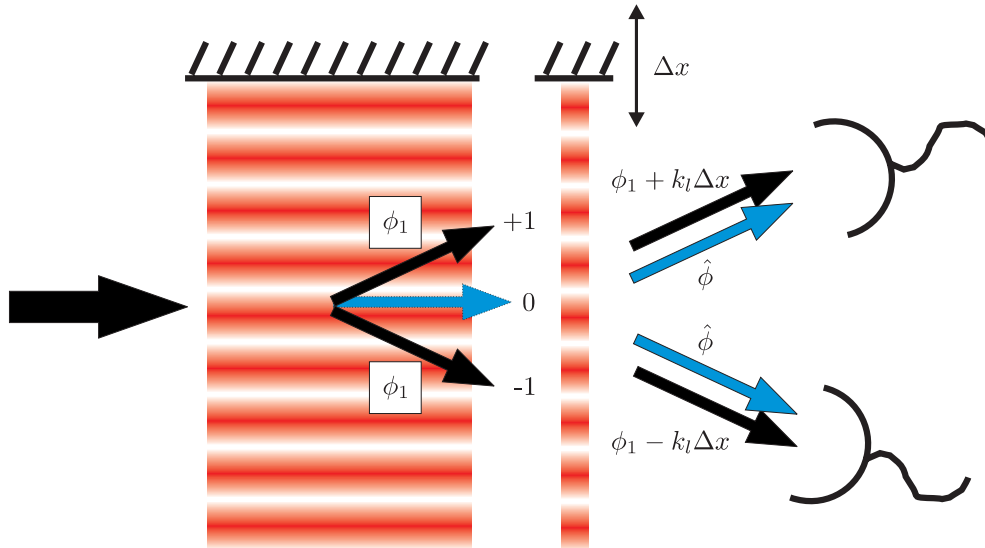


Abbildung 3.7: Materiewelleninterferometer bestehend aus zwei stehenden Lichtwellen. Die interessierende Phase ϕ_1 zwischen den Beugungsordnungen der ersten stehenden Lichtwelle kann untersucht werden, indem die zweite stehende Lichtwelle diese zur Interferenz bringt. Durch Verschieben des Spiegels der zweiten stehenden Lichtwelle erhalten die Beugungsordnungen der zweiten stehenden Lichtwelle eine zusätzliche Phase. Somit kann das Interferenzmuster aufgenommen werden.

Bei Propagation einer Materiewelle durch die zweite stehende Lichtwelle, erzeugt diese eine zusätzliche Phasenverschiebung $\hat{\phi}$ zwischen der von ihr erzeugten ersten Beugungsordnung und der nullten Ordnung. Infolgedessen ergibt sich als Interferenzsignal in Richtung der +1. Beugungsordnung bzw. in Richtung der -1. Beugungsordnung:

$$I_{+1} \propto A + B \cos(\phi_1 + k_l \Delta x - \hat{\phi}) \quad (3.32)$$

$$I_{-1} \propto A + B \cos(\phi_1 - k_l \Delta x - \hat{\phi}). \quad (3.33)$$

Durch Verfahren des Spiegels lassen sich folglich die cosinus-förmigen Interferenzstrukturen untersuchen. Es ergibt sich eine Phasenverschiebung von $2(\phi_1 - \hat{\phi})$ zwischen ± 1 -Beugungsordnung. Die interessierende Phase ϕ_1 kann hiermit nicht direkt gemessen werden, da die Phase $\hat{\phi}$ im Allgemeinen nicht bekannt ist. Es lassen sich aber Änderungen der Phase ϕ_1 untersuchen, indem man einen Parameter der ersten stehenden Welle und folglich die Phase ϕ_1 ändert und bei unveränderter zweiter stehender Lichtwelle die Interferenzmuster aufnimmt.

Experimentelle Phasenmessung

Im Experiment werden die Interferenzmuster nicht dadurch erzeugt, dass wie in Abbildung 3.7 die erste stehende Welle unverändert bleibt und ein separater Spiegel mit

der zweiten stehenden Lichtwelle verfahren wird. Dies ist aus räumlichen Gründen nicht möglich, da die zweite stehende Lichtwelle direkt im Anschluss auf die erste folgen muss. Der hier relevante Abstand ist die Talbotlänge $L_{\text{Talbot}} = d^2/\lambda_{dB}$, die im hier diskutierten Fall $500\ \mu\text{m}$ beträgt, wobei $d = \lambda/2$ die Periodizität des beugenden Objekts ist. Stattdessen werden beide stehenden Lichtwellen auf demselben Spiegel erzeugt, der auf einer Flexure montiert ist. Zur Anwendung der interferometrischen Methode ist es wichtig die Phasen der stehenden Lichtwellen relativ zueinander verändern zu können. Dies wird möglich, indem man die zweite stehende Lichtwelle mit einer leicht anderen Periode erzeugt. Der Laser zur Erzeugung der zweiten stehenden Welle wird dafür nicht in sich selbst zurückjustiert, sondern unter einem Winkel auf den Spiegel eingestrahlt. Der Winkel wurde so gewählt, dass für den Maximalhub der Flexure von $50\ \mu\text{m}$ zwei Oszillationen in der Interferenz beobachtet werden. Aus den experimentellen Daten lässt sich der Winkel zu 10° bestimmen. Zur Messung wird die zweite stehende Lichtwelle entgegengesetzt zur Ersten zirkular polarisiert. Aufgrund des Magnetfelds am Ort der Atome und der Tatsache, dass die Laserfrequenz so eingestellt wird, dass die erste stehende Lichtwelle resonant ist, folgt hieraus für die Zweite eine Verstimmung von 8 MHz. Dies hat den Vorteil einer geringeren Absorption und folglich kürzeren Integrationszeiten.

Die Interferenzstreifen wurden aufgenommen, indem der Spiegel in Schritten von $2\ \mu\text{m}$ verschoben wurde und jeweils die zehn zentralen Streifen des Beugungsbildes ausgewertet wurden. Dies ist hier speziell wichtig, da festgestellt wurde, dass der Spiegel nicht exakt parallel zum Atomstrahl justiert war und somit bei Summation über zu viele Zeilen über verschiedene Phasenlagen der stehenden Lichtwellen gemittelt würde. Die detektierten Oszillationen wurden durch Cosinuskurven gefittet. Dies und die Definition der relativen Phasenverschiebungen sind in Abbildung 3.8 dargestellt.

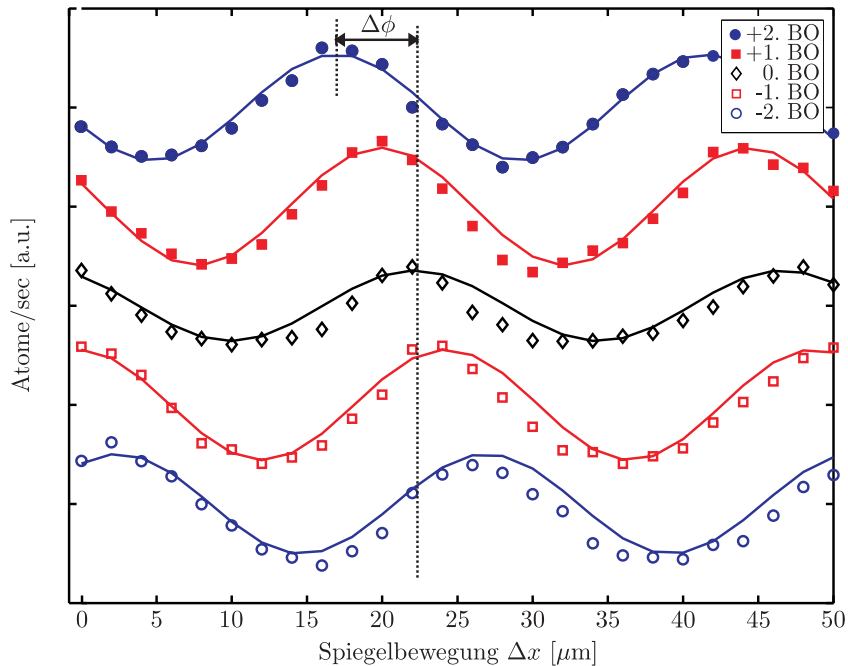


Abbildung 3.8: Interferenzstrukturen in den einzelnen Beugungsordnungen als Funktion der Spiegelposition. Die Phasenverschiebungen $\Delta\phi$ wurden relativ zur nullten Ordnung ermittelt.

Verändert man die erste stehende Lichtwelle bzgl. jener Richtung, aus der die Atome kommen, und lässt die Zweite in ihrer Position unverändert nach Ende der Ersten, so kann man die Dynamik der Phasenentwicklung studieren. Die experimentellen Ergebnisse hierzu sind in Abbildung 3.9 dargestellt. Für kurze Wechselwirkungszeiten ändern sich die relativen Phasenverschiebungen, die der Materiewelle durch die Wechselwirkung mit der ersten stehenden Lichtwelle aufgeprägt werden. Wie bei der Dynamik der Wahrscheinlichkeiten der Beugungsordnungen tritt auch in der Evolution der Phase ein stationärer Zustand auf. Die Dynamik zeigt, wie sich aus der einlaufenden ebenen Welle mit flacher Phase das nicht zerfließende Wellenpaket mit räumlich modulierter Phase bildet. Da gezeigt wurde, dass sowohl $|\psi_m(k)|^2$ als auch die Phase von $\psi_m(k)$ konstant sind, folgt hieraus eindeutig die Existenz eines Wellenpakets $\psi_m(x)$, das seine Form für lange Zeiten nicht mehr ändert.

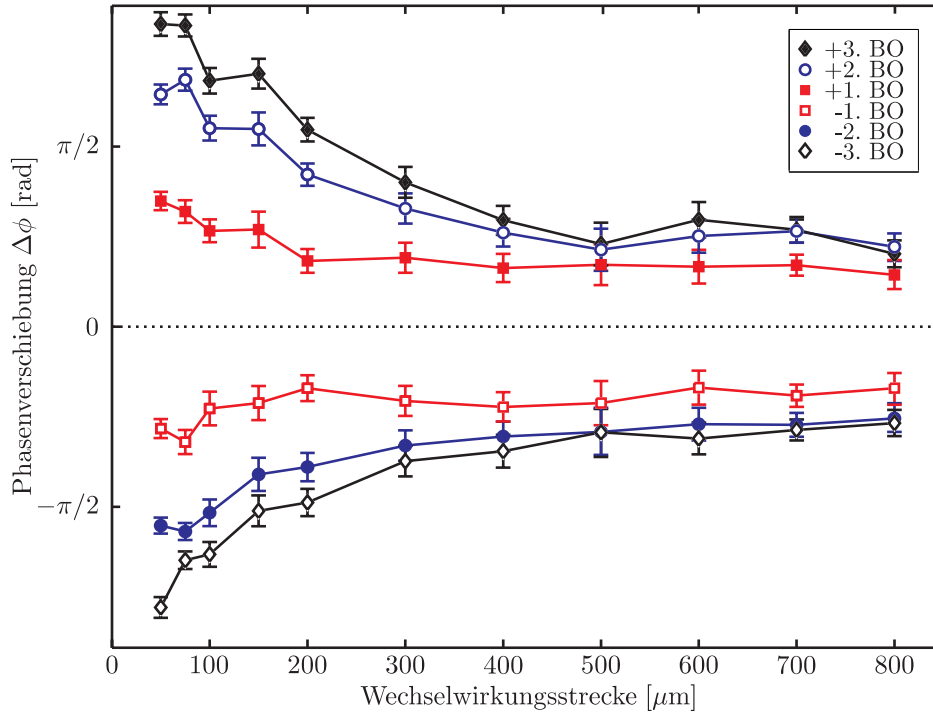


Abbildung 3.9: Entwicklung der relativen Phasenverschiebungen zwischen den Interferenzmustern in den einzelnen Beugungsordnungen in Abhängigkeit der Länge der ersten stehenden Lichtwelle. Für kurze Wechselwirkungszeiten zeigt sich eine Dynamik in der Phase, die für lange Zeiten verschwindet, da sich das nicht zerfließende Wellenpaket ausgebildet hat.

Eine quantitative Analyse der Phasenentwicklung gestaltet sich schwierig, da sich die Phasenentwicklung nur im Fall der Zweistrahlinterferenz direkt ermitteln lässt. Im allgemeinen Fall tragen aber mehr als zwei Teilstrahlen zum Interferenzmuster in eine bestimmte Ausgangsrichtung des Interferometers bei. Die Phasen lassen sich in diesem Fall nur ermitteln, wenn Amplituden und Beugungsphasen der zweiten stehenden Lichtwelle im Detail bekannt sind, was aber im Allgemeinen nicht der Fall ist. In der in Abbildung 3.9 dargestellten Messung kamen stehende Lichtwellen mit den in Abbildung 3.10 gezeigten Charakteristika zum Einsatz. Die erste stehende Lichtwelle, in der für lan-

ge Wechselwirkungszeiten das nicht zerfließende Wellenpaket entsteht, erzeugt maximal eine zweite Beugungsordnung. Analog wurden auch für die zweite stehende Lichtwelle Parameter gewählt, so dass maximal eine zweite Beugungsordnung erzeugt wird. Wird nun mit diesen beiden stehenden Lichtwellen das Interferometer realisiert, so liegt in der Ausgangsrichtung der dritten Beugungsordnung reine Zweistrahlinterferenz vor: Auf die erste Beugungsordnung der ersten stehenden Lichtwelle wird von der Zweiten ein Impuls von $4\hbar k$ übertragen, während auf die zweite Beugungsordnung ein Impuls von $2\hbar k$ übertragen wird, so dass diese beiden in Richtung der dritten Beugungsordnung miteinander interferieren.

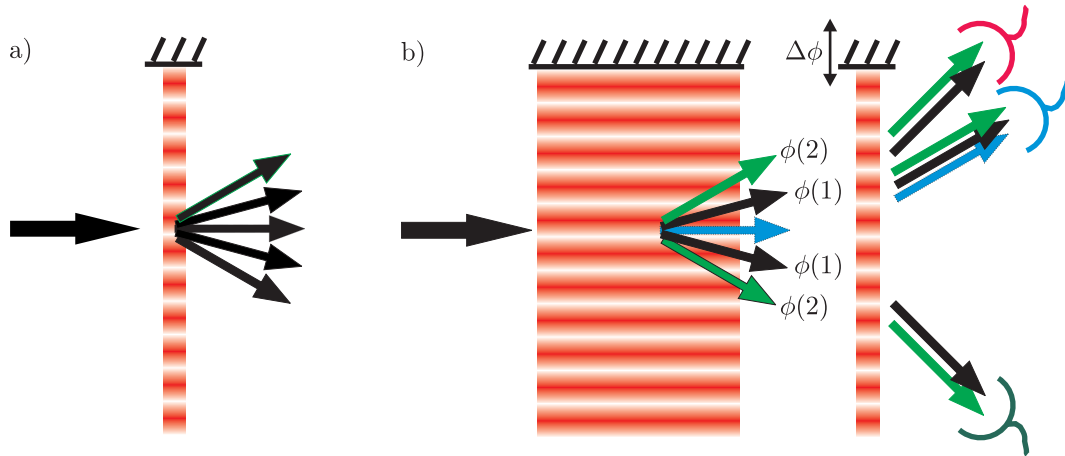


Abbildung 3.10: Möglichkeit der quantitativen Phasenanalyse für die im Experiment verwendeten Parameter. Eine zweite stehende Lichtwelle, die, wie in a) dargestellt, maximal zweite Beugungsordnungen erzeugt, liefert in Kombination mit einer ersten stehenden Lichtwelle, die ebenfalls maximal zweite Ordnungen erzeugt, in Richtung der dritten Ordnung, wie in b) dargestellt, ein Zweistrahlinterferometer.

Die Abbildung 3.11 zeigt die gleichen Daten wie Abbildung 3.9, jedoch beschränkt auf die Entwicklung der dritten Beugungsordnung. Aus den Daten kann ermittelt werden, dass sich die relative Phasenverschiebung zwischen erster und zweiter Beugungsordnung durch Verlängerung der ersten stehenden Lichtwelle um $|\phi(2) - \phi(1)| = 1,70 \pm 0,17$ geändert hat. Wird eine räumlich quadratische Phase angenommen, so entspricht dies einem Phasenkoeffizienten von $\phi_1 = 0,57 \pm 0,06$, da gilt $|\phi(2) - \phi(1)| = 4\phi_1 - \phi_1 = 3\phi_1$. Aus der deduzierten Rabi-Frequenz von $\Omega = (0,23 \pm 0,02) \Gamma$ lässt sich numerisch ein Wert von $|\phi_1| = 0,57 \pm 0,1$ berechnen.

Für eine erhöhte Rabi-Frequenz von $\Omega = (0,4 \pm 0,05) \Gamma$ wurde experimentell ein Wert von $\phi_1 = 0,32 \pm 0,08$ ermittelt, der ebenfalls in Einklang mit dem Ergebnis der numerischen Simulation von $\phi_1 = 0,27 \pm 0,04$ steht.

Hiermit wurde auch die Phasenentwicklung des nicht zerfließenden Wellenpakets charakterisiert. Es musste allerdings die Annahme einer räumlich quadratischen Phase gemacht werden. Um dies aus dem Experiment zu deduzieren reichen die vorliegenden Daten leider nicht aus.

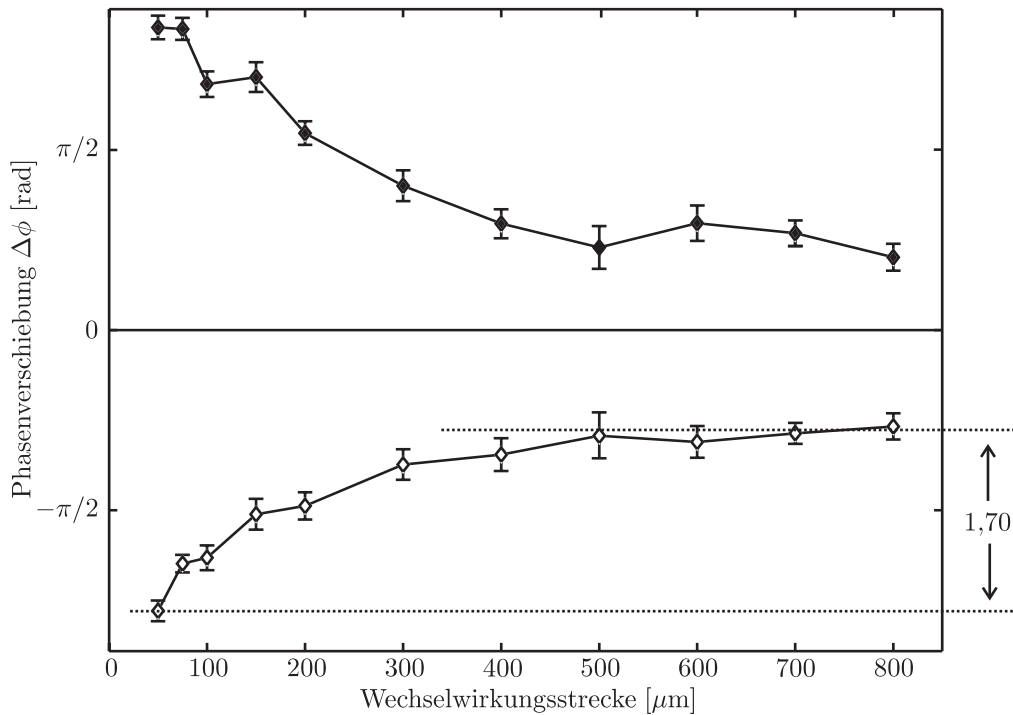


Abbildung 3.11: Quantitative Analyse der Phasenentwicklung. Bei den verwendeten Parametern handelt es sich in Richtung der dritten Beugungsordnung in guter Näherung um eine Zweistrahlinterferenz, wodurch eine direkte Bestimmung der Phase möglich wird.

3.2.4 Kleine Verstimmungen

Zur weiteren Charakterisierung der Propagation von Materiewellen wird in diesem Abschnitt nicht mehr ein rein imaginäres Potential untersucht, sondern durch leichte Verstimmung der stehenden Lichtwelle von der Resonanz werden komplexe Potentiale erzeugt. Die Abbildung 3.12 zeigt die Ergebnisse für $|\psi(x)|^2$, die durch numerische Integration der Schrödinger-Gleichung erhalten wurden. Die durch den reellen Teil des Potentials hervorgerufene Dipolkraft sorgt für neue Merkmale in der Dynamik. Da die Dipolkraft je nach Vorzeichen der Verstimmung zu den Minima ($\Delta > 0$) oder Maxima ($\Delta < 0$) der Lichtfeldintensität zeigt, wird die absorptive Kontraktion der Wellenfunktion auf unterschiedliche Weise beeinflusst. Die auftretenden Überschwinger treten bei größeren Verstimmungen signifikanter auf.

Experimentell wurden verstimmte stehende Lichtwellen realisiert, indem der Laser durch Veränderung der Frequenz am Spektroskopie-AOM entsprechend auf eine andere Frequenz stabilisiert wurde. In Abbildung 3.13 sind experimentelle Ergebnisse zur Zeitentwicklung der normierten Beugungseffizienzen für vier verschiedene komplexe Potentiale gezeigt. Die Laserleistung in der stehenden Lichtwelle wurde für alle Messungen konstant gehalten. Aus einer Absorptionsmessung wurde ein Wert von $\Omega = 0,4\Gamma$ ermittelt. Experimentell können die relativen Veränderungen der Verstimmung über die AOM-Frequenz sehr genau kontrolliert werden. Die Resonanzfrequenz wurde durch Maximierung der Absorption mit einer Genauigkeit von 1 MHz ermittelt.

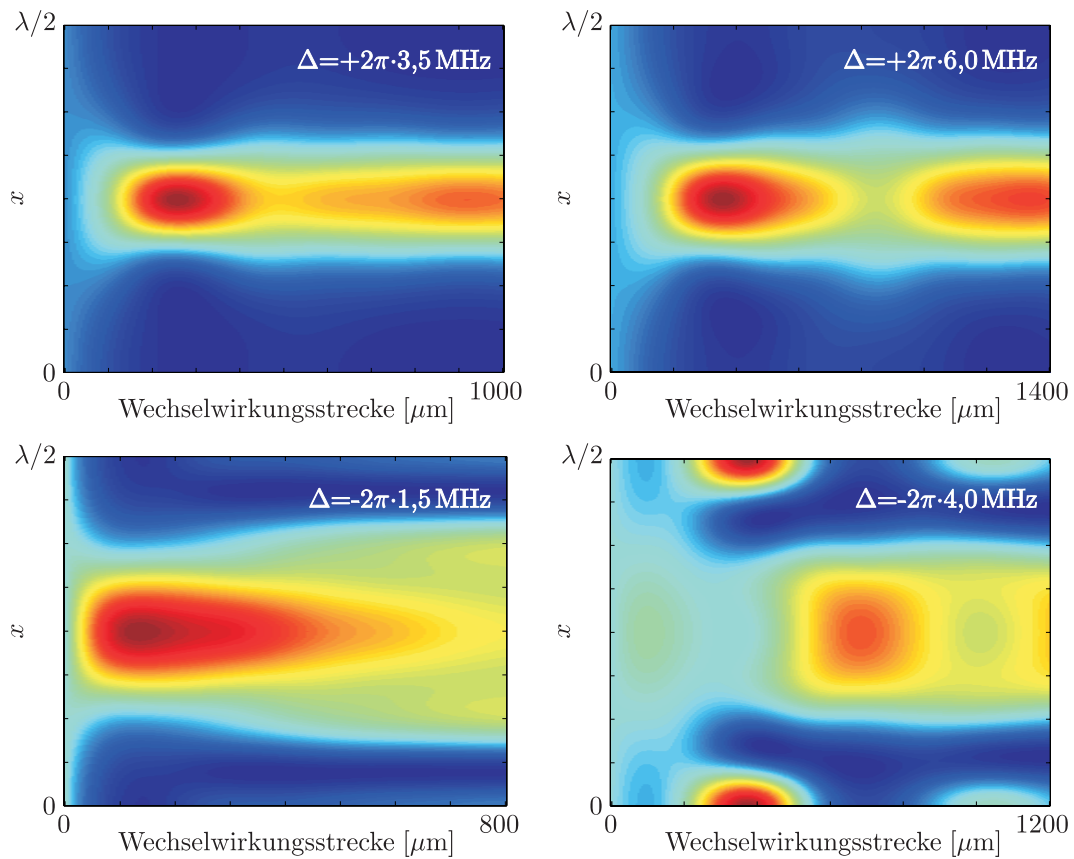


Abbildung 3.12: Ergebnisse numerischer Integrationen der Schrödinger-Gleichung für die Ortsverteilung $|\psi_m(x)|^2$ in verschiedenen verstimmt stehenden Lichtwellen für die Anfangsbedingung einer ebenen Welle. Zur Kompensation der Absorption wurden normierte Wellenfunktionen dargestellt. Hohe (geringe) Aufenthaltswahrscheinlichkeit ist rot (blau) gezeichnet.

In der Abbildung 3.13 ist neben der Integration der Schrödinger-Gleichung stets auch das Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulation für 1000 Atome dargestellt. Beide Modelle beschreiben die Dynamik qualitativ recht gut. In der Monte-Carlo-Simulation sind die Überschinger weniger stark ausgeprägt, was die Daten etwas besser beschreibt. Die absoluten Werte der Beugungseffizienzen werden allerdings nicht korrekt wiedergegeben.

Als weiterer Parameter zur Charakterisierung bietet sich ein nicht senkrechter Einfall des Atomstrahls auf die stehende Lichtwelle an. Dies wurde von Göbel (2004) untersucht, indem der Spiegel mittels Piezoelement verkippt wurde.

3.3 Übersicht über nicht zerfließende Wellenpakete

Nicht zerfließende Wellenpakete sind in vielen Bereichen der Physik Gegenstand der aktuellen Forschung. Ein weites Feld ist die Erzeugung optischer oder atomarer Solitonen, wobei hier das Zerfließen durch nichtlineare Effekte verhindert wird. In diesem Abschnitt soll zuerst ein Überblick über den verwandten Forschungsbereich der linearen nicht zerfließenden Wellenpakete in Rydbergatomen gegeben werden. Einen guten Einblick liefert

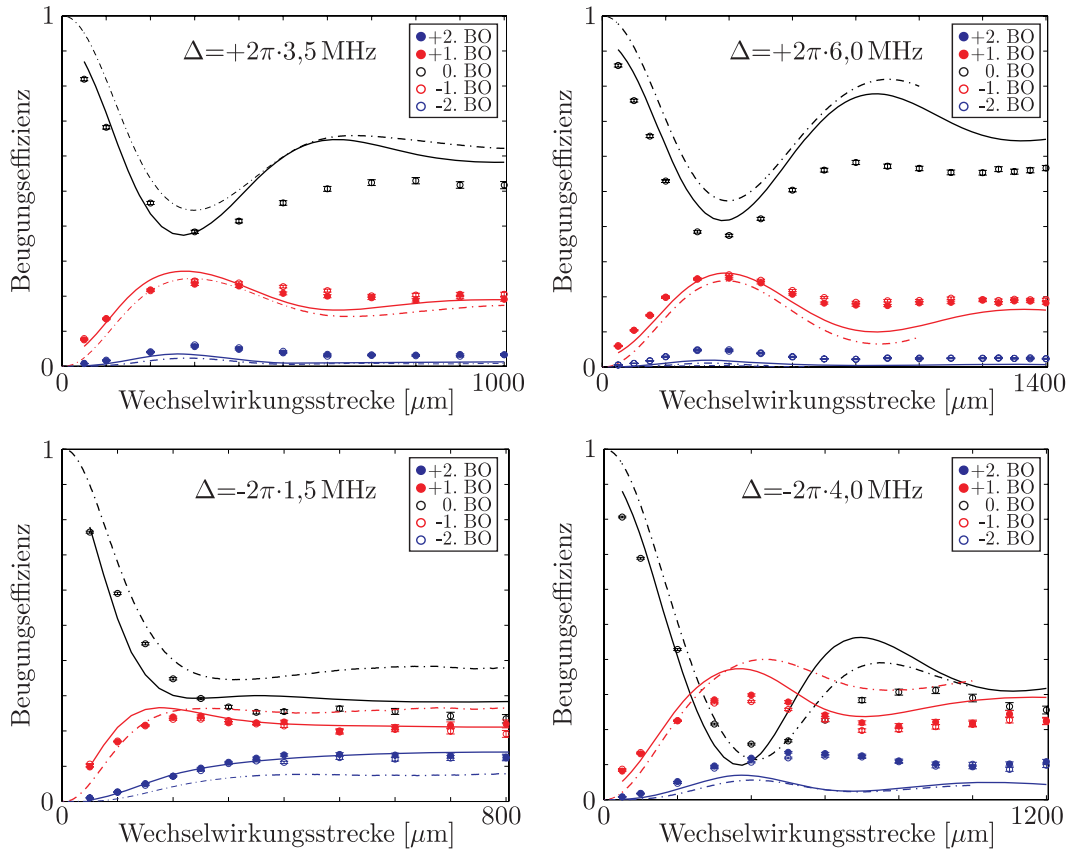


Abbildung 3.13: Dynamik der Impulsverteilungen der Wellenfunktion bei Propagation durch verschieden verstimme komplexe Potentiale. Eingezeichnet ist neben den Messwerten als durchgezogene Linie das Ergebnis der Integration der Schrödinger-Gleichung. Als gestrichelte Linie ist das Resultat einer Monte-Carlo-Simulation dargestellt. Als Rabi-Frequenz wurde der aus einer Absorptionmessung gewonnene Wert von $\Omega = 0,4 \Gamma$ verwendet.

der Übersichtsartikel von Buchleitner *et al.* (2002).

Seit 1988 ist es möglich radial² lokalisierte elektronische Wellenpakete in Rydbergatomen ($n > 30$) zu erzeugen (ten Wolde *et al.*, 1988). Kohärente Anregung mehrerer Energieeigenzustände durch einen Laserpuls kann stattfinden, wenn die Frequenzbandbreite des Pulses größer ist als der Abstand der Energieniveaus E_n . Der quantenmechanische Zustand ergibt sich als:

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_n c_n \exp\left(-i\frac{E_n t}{\hbar}\right) |\phi_n\rangle. \quad (3.34)$$

Wobei die Koeffizienten gemäß $c_n = \langle \phi_n | \Psi(t=0) \rangle$ gewählt werden müssen, um ein anfänglich lokalisiertes Wellenpaket $|\Psi(t=0)\rangle$ zu beschreiben. Aufgrund der Verschiedenheit der E_n werden mit der Zeit unterschiedliche Phasen akkumuliert und die Lokalisierung wird zerstört. Eine Rückkehr zum ursprünglichen Zustand ist nur möglich,

²Alle hier beschriebenen Wellenpakete sind nur in radialer Richtung lokalisiert. Vorschläge zur angularen Lokalisierung sind aber auch bekannt (Mecking und Lambropoulos, 1999).

wenn alle Phasen $\exp(-iE_n T/\hbar)$ den gleichen Wert haben, was wiederum nur erreicht werden kann, wenn alle Energieniveaus wie beim harmonischen Oszillator die gleichen Abstände haben. Im allgemeinen Fall können die Energien um die Zentralenergie E_{n_0} des Wellenpakets entwickelt werden:

$$E_n \approx E_{n_0} + (n - n_0) \frac{dE_n}{dn}(n_0) + \frac{(n - n_0)^2}{2} \frac{d^2 E_n}{dn^2}(n_0). \quad (3.35)$$

Für kurze Zeiten kann der zweite Term vernachlässigt werden und man erhält eine periodische Dynamik mit der Frequenz

$$\omega_{\text{recurrence}} = \frac{1}{\hbar} \frac{dE_n}{dn}(n_0). \quad (3.36)$$

Dies entspricht der klassischen Umlauffrequenz eines Elektrons auf einem Kepler-Orbit mit der Energie E_{n_0} . Für typische experimentelle Parameter liegen die Umlaufzeiten im Bereich von 100 ps. Das quantenmechanische Radialwellenpaket oszilliert hierbei zwischen äußerem und innerem Umkehrpunkt, wobei es am inneren Punkt nur noch wenig Ähnlichkeit mit dem Ausgangspaket hat. Für längere Zeiten zeigt der zweite Term in Gleichung 3.36 seine Wirkung und die Beiträge der verschiedenen Eigenenergien zur Dynamik kommen außer Phase, was zum Zerfließen bzw. zum Kollaps des Wellenpakets führt. Dieser Zeitpunkt ist erreicht, wenn sich die relevanten Phasen um 2π geändert haben:

$$T_{\text{Kollaps}} = \frac{1}{(\Delta n)^2} \frac{2\hbar}{\frac{d^2 E_n}{dn^2}(n_0)}. \quad (3.37)$$

Für noch längere Zeiten kann aber das rein quantenmechanische Phänomen des *Revivals* auftreten. Nach der Zeit

$$T_{\text{Revival}} = \frac{2\pi\hbar}{\frac{d^2 E_n}{dn^2}(n_0)} \quad (3.38)$$

sind die Beiträge zweiter Ordnung wieder in Phase und das Wellenpaket nimmt wieder seine ursprüngliche Form an.

Einen Hinweis, wie das Zerfließen eines solchen Wellenpakets unterbunden werden kann, liefert ein Vergleich mit der WKB-Näherung. Ein Ausdruck identisch zu 3.37 beschreibt dort die Zeit, die eine klassische Phasenraumverteilung braucht, um sich durch den Einfluss der *klassischen* Evolution zu verbreitern. Die Verwendung verschiedener Trajektorien, die alle die gleiche Periode haben, würde folglich ein nicht zerfließendes Wellenpaket liefern. Dies führt allerdings zum trivialen harmonischen Oszillator zurück. Erlaubt man aber Trajektorien die nur quasi-periodisch sind und für alle Zeiten in der Nähe eines periodischen Orbits liegen, so sollte ein daraus konstruiertes Wellenpaket dem klassischen periodischen Orbit folgen und nur begrenzte Dispersion zeigen.

Eine Möglichkeit klassische Trajektorien zu erhalten, die um einen periodischen Orbit eingesperret sind, ist das periodische Treiben des Systems. Die allgemeine Theorie nichtlinearer Dynamik sagt voraus, dass es in einem nichtlinearen System, das einem externen Treiben ausgesetzt ist, zu einem *phase-locking* Mechanismus kommt (bekannt als nichtlineare Resonanz). Der Effekt ist, dass die Kopplung die Bewegung in Richtung der externen Frequenz beeinflusst, d.h. Trajektorien, die ohne Kopplung etwas langsamer als das treibende Feld oszillieren, werden dazu gezwungen schneller zu oszillieren, analog werden zu schnelle Trajektorien verlangsamt.

Eine physikalische Realisierung dieser Idee wurde von Bialynicki-Birula *et al.* (1994) vorgeschlagen. Sie konnten zeigen, dass es bei Rydberg-Atomen, die durch zirkularpolarisierte Mikrowellenfelder getrieben werden, zur Ausbildung nicht zerfließender elektronischer Wellenpakete kommt. In einem einfachen Bild wird das Wellenpaket durch das Zusammenspiel von Coriolis-Kraft und dem stets radial gerichteten elektrischen Feld stabilisiert. Man spricht hierbei von „Trojaner-Wellenpaketen“, da der Stabilisierungsmechanismus jenem gleicht, der die Trojaner-Asteroiden mit Jupiter und Sonne mitrotieren lässt, ohne dass sie ihre relative Position ändern.

Auch für linear polarisierte Mikrowellenfelder wurden nicht zerfließende Wellenpakete basierend auf nichtlinearer Resonanz vorhergesagt (Buchleitner und Delande, 1995) und inzwischen auch experimentell realisiert (Maeda *et al.*, 2004). Es gelang ein Lithium-Rydberg-Elektronwellenpaket in Zuständen mit $70 \leq n \leq 78$ für 900 ns entsprechend 15 000 Keplerumläufen am Zerfließen zu hindern. Der gleichen Gruppe gelang es kürzlich auch durch Veränderung der Mikrowellenfrequenz das Elektron zu beschleunigen und abzubremesen (Maeda *et al.*, 2005).

Weitere Realisierungen der Idee in autonomen Systemen wurden ebenfalls vorgeschlagen. I. Bialynicki-Birula und Z. Bialynicka-Birula (1996) zeigten, dass in rotierenden Molekülen mit elektrischem Dipolmoment auch ohne externe Felder nicht zerfließende Wellenpakete möglich sind. Bei Kalinski *et al.* (2003) übernimmt im sog. „Rutherford-Atom“ mit einem zweiten Elektron die Dynamik in einem internen Freiheitsgrad die Rolle des oszillierenden Feldes.

Eine weitere Art nicht zerfließender Wellenpakete in Rydberg-Atomen, der dem in dieser Arbeit vorgestellten Typ sehr ähnlich ist, wurde von Hanson und Lambropoulos (1995) vorgeschlagen. Erste Schritte zur experimentellen Realisierung gelangen Chen und Yeazell (1998). In einem Zweielektronenatom wird ebenfalls durch einen kurzen Laserpuls ein Übergang eines Elektrons in einen radial lokalisierten Rydberg-Zustand bewirkt. Ein zweiter Laser regt dann das zweite (innere) Elektron zu Rabi-Oszillationen an. Ist die Rabi-Frequenz der Kepler-Periode des Rydbergelektrons angepasst, so kann die Autoionisation des Rydbergelektrons stark unterdrückt werden, falls auch die Phase der Rabi-Oszillation entsprechend abgestimmt ist: Erreicht das Rydbergelektron seinen inneren Umkehrpunkt (wo die Konfigurationswechselwirkung zwischen Kern und Elektron, die zur Autoionisation führt, am stärksten ist), während sich der Kern im Grundzustand befindet, wird Autoionisation unmöglich, da die Konfigurationswechselwirkung das Ionisationspotential nicht kompensieren kann. Andererseits ist für ein weit vom Kern entferntes Elektron die Elektron-Elektron-Wechselwirkung so schwach, dass der Kern im angeregten Zustand sein darf, ohne dass das Rydberg-Elektron ionisiert.

Folglich ist die Autoionisation für das Zentrum des Rydberg-Wellenpakets unterdrückt. Die Zeitevolution führt aber zur Verbreiterung des Wellenpakets und Vorder- und Hinterende des Wellenpakets desynchronisieren mit der Rabi-Oszillation des Kerns und kommen in die Nähe des Kerns in einem Moment, in dem dieser nicht im Grundzustand ist. Diese Teile des Wellenpakets autoionisieren und das verbliebene Rydbergpaket wird so neu zu einem lokalisierten Paket geformt, da die zerfließenden Teile abgeschnitten wurden. Dieses Wellenpaket hat folglich aber den Nachteil, dass es auf der Zeitskala einiger 100 Keplerumläufe „weschmilzt“, was deutlich kürzer ist als die Lebensdauer der mikrowellen-getriebenen Wellenpakete.

Ein weiteres sehr aktives Gebiet ist die Erzeugung atomarer nicht zerfließender Wel-

lenpakete. In Bose-Einstein Kondensaten sind die atomaren Dichten so groß, dass die Wechselwirkung zwischen den Atomen relevant wird. Im Rahmen eines Mean-Field-Ansatzes führt dies zu einem nichtlinearen Term in der Schrödinger-Gleichung (Gross-Pitaevskii-Gleichung). Solche Gleichungen haben nicht zerfließende Wellenpakete in Form von Solitonen als Lösung. Hierzu existieren bereits umfangreiche theoretische und experimentelle Arbeiten. So gelang es durch Verwendung attraktiver atomarer Wechselwirkung das dispersive Zerfließen zu verhindern und so helle Solitonen zu erzeugen (Strecker *et al.*, 2002; Khaykovich *et al.*, 2002). Für repulsive Wechselwirkung sind sog. dunkle Solitonen Lösungen der nichtlinearen Schrödinger-Gleichung. Das dunkle Soliton ist hierbei ein Minimum in der atomaren Dichte, das sich durch das Kondensat bewegt ohne seine Form zu ändern (Denschlag *et al.*, 2000; Burger *et al.*, 1999). Helle atomare Solitonen für repulsive Wechselwirkung wurden von Eiermann *et al.* (2004) realisiert. Da die Dispersion und die repulsive Wechselwirkung zur Verbreiterung eines atomaren Wellenpakets beitragen, erscheint es unmöglich, in diesem Fall Solitonen zu erzeugen. Durch Realisierung einer negativen effektiven Masse in einem periodischen Potential war es aber möglich die Wirkung der Dispersion umzukehren und so ein Soliton zu erzeugen.

4 Periodische Doppeltopfpotentiale

Nachdem im vorigen Kapitel die typisch quantenmechanische Erscheinungen der Dispersion von Materiewellenpaketen studiert und ein Experiment zu ihrer Unterdrückung vorgestellt wurde, widmet sich dieses Kapitel dem elementarsten und zugleich überraschendsten Effekt der Quantentheorie: dem Tunneleffekt (Hund, 1927). Nicht nur in der modernen Technologie macht man sich den Tunneleffekt, z.B. im Raster-Tunnel-Mikroskop (Binnig und Rohrer, 1986), in Zener-Dioden, Josephson-Kontakten oder SQUIDs zu Nutze, sondern auch in der Natur bei der Photosynthese oder beim Transfer von Elektronen innerhalb biologischer Makromoleküle spielt der Tunneleffekt eine wichtige Rolle.

Ziel des in diesem Kapitel vorgestellten Experiments ist es ein System zu realisieren, mit dem das Tunneln einzelner Atome direkt beobachtet und kontrolliert werden kann. Zukünftig sollte es mit dem realisierten Aufbau möglich sein, erstmals den bisher nur theoretisch untersuchten Effekt des „Coherent Destruction of Tunneling“ (CDT) nachzuweisen (Grossmann *et al.*, 1991). Hierbei wird durch Anlegen einer periodischen Störung auf die Tunneldynamik in einem Doppeltopfsystem kontrolliert eingegriffen, wodurch es gelingen kann, das Tunneln zu einem völligen Stillstand zu bringen.

Im Folgenden wird der experimentelle Aufbau zur Erzeugung periodischer Doppeltopfsysteme vorgestellt. Der atomoptische Zugang erlaubt es alle Parameter mit hinreichender Genauigkeit zu kontrollieren. Die Verwendung periodischer Doppeltopfe ergibt sich ganz natürlich aus der Verwendung stehender Lichtwellen zur Potentialerzeugung und beeinflusst das Prinzip des CDT, das ursprünglich für einen einzelnen Doppeltopf vorgeschlagen wurde, keineswegs.

Im Rahmen dieser Arbeit gelang es ein symmetrisches Doppeltopfpotential zu erzeugen, das als idealer Ausgangspunkt für die weiteren Experimente dienen wird. Desweiteren wurden numerische Simulationen durchgeführt, die einen sinnvollen Parameterbereich für die zukünftigen Experimente zur Kontrolle der Tunneldynamik aufzeigen.

4.1 Theorie

Das einfachste und grundlegendste System, in dem der Tunneleffekt zwischen gebundenen Zuständen auftritt, ist das quartische Doppeltopfpotential. Die numerisch berechneten Energieeigenzustände in einem solchen Potential der Form

$$H = \frac{p^2}{2m} - \frac{2E_B}{x_0^2}x^2 + \frac{E_B}{x_0^4}x^4 \quad (4.1)$$

sind in Abbildung 4.1 dargestellt. Die Energieniveaus unterhalb der Energiebarriere E_B treten als sog. Dubletts auf.

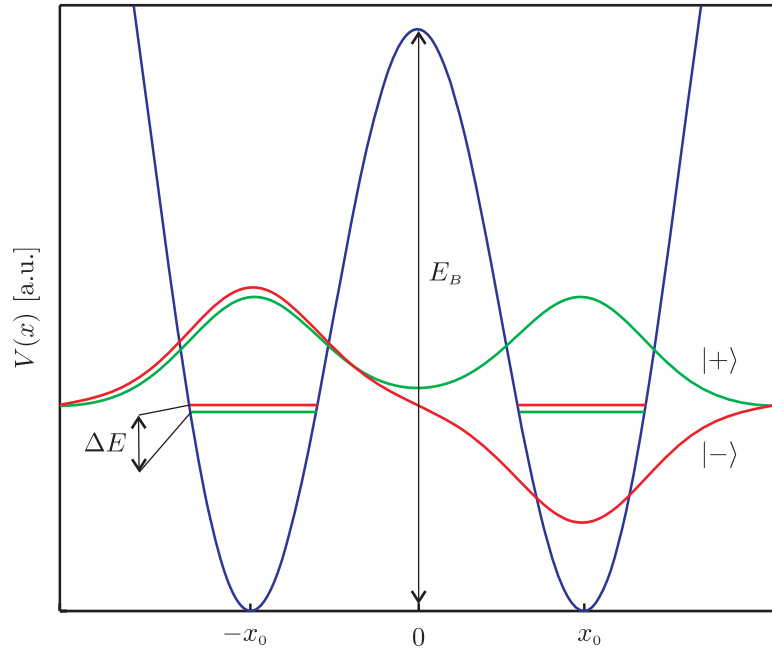


Abbildung 4.1: Die beiden tiefsten Energieeigenfunktionen (Grundzustandsdublett) des quartischen Doppeltopfpotentials.

Aus den beiden Grundzustandsdublettfunktionen $|+\rangle$ und $|-\rangle$ lassen sich eine links $|l\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle + |-\rangle)$ bzw. rechts $|r\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle - |-\rangle)$ lokalisierte Wellenfunktion bilden. Die beiden Dublettzustände entwickeln sich in der Zeit gemäß

$$|+\rangle(t) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|l\rangle + |r\rangle) \exp\left(-i\frac{E_+}{\hbar}t\right) \quad (4.2)$$

$$|-\rangle(t) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|l\rangle - |r\rangle) \exp\left(-i\frac{E_-}{\hbar}t\right), \quad (4.3)$$

wobei E_+ und E_- die Energien der Dublettzustände sind. Ein anfänglich links lokalisiertes Wellenpaket $|\Psi\rangle(t=0) = |l\rangle$ entwickelt sich in der Zeit gemäß:

$$|\Psi\rangle(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\exp(-i\frac{E_+}{\hbar}t)|+\rangle + \exp(-i\frac{E_-}{\hbar}t)|-\rangle \right). \quad (4.4)$$

Die Wahrscheinlichkeitsamplitude dafür, dass ein Teilchen durch die Potentialbarriere getunnelt ist, ergibt sich durch Projektion von $|\Psi\rangle$ auf den rechts lokalisierten Zustand $|r\rangle$:

$$\langle r|\Psi\rangle(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left(-i\frac{E_+}{\hbar}t\right) \left(\langle r|+\rangle + \exp\left(-i\frac{\Delta E}{\hbar}t\right) \langle r|-\rangle \right) \quad (4.5)$$

$$= \frac{1}{2} \exp\left(-i\frac{E_+}{\hbar}t\right) \left(1 - \exp\left(-i\frac{\Delta E}{\hbar}t\right) \right). \quad (4.6)$$

mit dem Energieabstand der Dublettzustände $\Delta E = E_- - E_+$. Das Betragsquadrat liefert die Aufenthaltswahrscheinlichkeit im rechten Topf:

$$|\langle r|\Psi\rangle(t)|^2 = \frac{1}{4} \left| 1 - \exp\left(-i\frac{\Delta E}{\hbar}t\right) \right|^2 = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(\delta t) \quad (4.7)$$

Das Teilchen tunnelt folglich mit der Frequenz $\delta = \Delta E/\hbar$ zwischen den Töpfen hin und her.

Periodischer Doppeltopf

Der verwendete experimentelle Aufbau erlaubt es nicht, einen einzelnen Doppeltopf zu erzeugen. Da ein durch stehende Lichtwellen erzeugtes Dipolpotential verwendet wird, ergibt sich automatisch ein periodisches Potential. Durch geschickte Kombination zweier stehender Lichtwellen lässt sich eine periodische Anordnung identischer Doppeltöpfe erzeugen.

In Kapitel 3 wurde bereits das allgemeine komplexe Potential hergeleitet, das sich bei Wechselwirkung von Licht mit einem offenen Zwei-Niveau-System ergibt (Gleichung 3.10). Für den Fall eines geschlossenen Übergangs ($\Gamma = 0$) ergibt sich das konservative Dipolpotential einer stehenden Lichtwelle:

$$V(x) = \frac{\hbar\Omega^2}{4\Delta} \sin^2(kx) = V_0 \sin^2(kx). \quad (4.8)$$

Wird ein zweiter Laserstrahl gleicher Wellenlänge unter einem Winkel β auf einen Spiegel eingestrahlt, so bildet sich im Überlappbereich unmittelbar vor dem Spiegel eine stehende Lichtwelle mit $k' = k \cos(\beta)$ aus. Bei Verwendung eines metallischen Spiegels liegt für beide stehenden Lichtwellen ein Knoten des elektrischen Feldes am Ort des Spiegels ($x = 0$) und man erhält das Dipolpotential (vgl. Abbildung 4.10):

$$V(x) = V_0 \sin^2(k \cos(\beta)x) + \tilde{V}_0 \sin^2(kx) \quad (4.9)$$

Für einen Winkel von $\beta = 60^\circ$ und rote Verstimmlung ($\Delta < 0$) erhält man ein periodisches Doppeltopfpotential ($V_1, V_2 > 0$), wie es in Abbildung 4.2 dargestellt ist, wobei sich die beiden Minima nur ausbilden, wenn gilt $V_1 < 4V_2$:

$$V(x) = -V_1 \sin^2\left(\frac{k}{2}x\right) - V_2 \sin^2(kx) \quad (4.10)$$

Die charakteristischen Parameter hängen von den Amplituden der einzelnen stehenden Wellen ab. Für den Ort des ersten Potentialminimums x_m , die Oszillationsfrequenz im Einzeltopf ω_0 bzw. für die beiden Barrieren E_B und \tilde{E}_B gilt:

$$x_m = \frac{1}{k} \arccos\left(-\frac{V_1}{4V_2}\right) \quad (4.11)$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k^2}{m} \left(2V_2 - \frac{V_1^2}{8V_2}\right)} \quad (4.12)$$

$$E_B = V_2 - \frac{V_1}{2} + \frac{V_1^2}{16V_2} \quad (4.13)$$

$$\tilde{E}_B = V_2 + \frac{V_1}{2} + \frac{V_1^2}{16V_2}. \quad (4.14)$$

In Abbildung 4.3 ist exemplarisch für einen periodischen Doppeltopf mit den Parametern $V_1 = 5 E_{\text{rec}}$ und $V_2 = 11 E_{\text{rec}}$ ($E_{\text{rec}} = (\hbar k)^2/(2m)$; $k = 2\pi/\lambda_{\text{resonant}}$) der Verlauf der

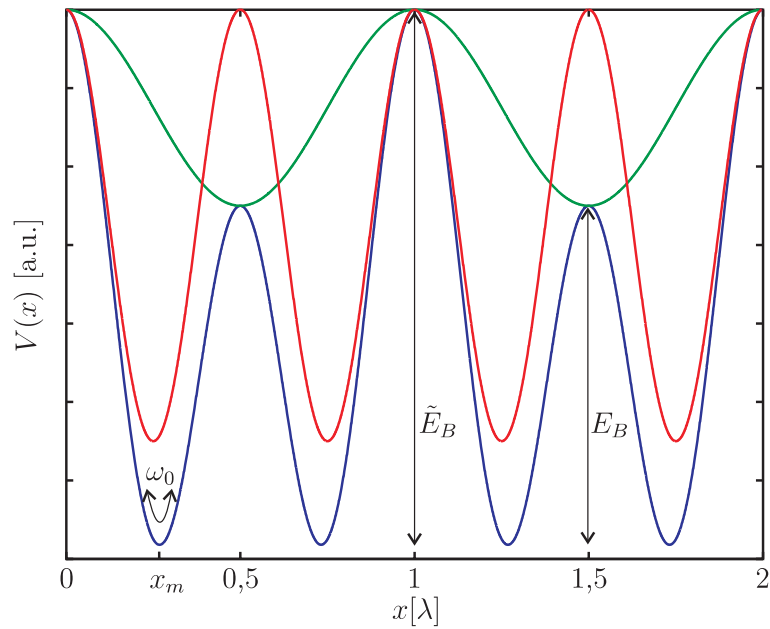


Abbildung 4.2: Periodisches Doppeltopfpotential erzeugt durch Addition der Dipolpotentiale zweier stehender Lichtwellen. Eingezeichnet sind die charakteristischen Parameter Barrierenhöhe E_B und \tilde{E}_B sowie der Ort des Potentialminimums x_m und die Oszillationsfrequenz im Einzeltopf ω_0 .

ersten vier Energieeigenfunktionen dargestellt. Die Potentialtiefe wurde so gewählt, dass die ersten beiden Zustände (Grundzustandsdublett) unter der Energiebarriere liegen, die nächsten aber darüber. Dies wird oft durch den Parameter $D = E_B / \hbar\omega_0$ beschrieben, der in etwa die Anzahl der Dubletts unter der Barriere beschreibt. Für diesen Fall ergibt sich ein Wert von $D = 1,31$ und eine Oszillationsfrequenz von $\omega_0 = 2\pi \times 50$ kHz um eines der Minima des Doppeltopfs. Wie im einzelnen Doppeltopf lässt sich durch Superposition der Grundzustandsdubletts eine jeweils in einem Teil eines Doppeltopfs (periodisch) lokalisierte Funktion bilden, deren Wahrscheinlichkeit dann zwischen den zwei Minima eines Doppeltopfs hin und her tunnelt. Ein Tunneln durch die große Potentialbarriere \tilde{E}_B wird erst für längere Zeitskalen relevant, da die Tunnelzeit exponentiell mit der Barrierenhöhe ansteigt. Für die hier betrachteten Parameter ergibt sich eine Energieaufspaltung des Grundzustandsdubletts von $\delta = 2\pi \cdot 768$ Hz. Dies entspricht einer halben Tunnelzeit (Zeit zum Tunnel von einem Topf in den anderen) von $t = 0,65$ ms. Für einen Atomstrahl mit der Geschwindigkeit von 30 m/s folgt eine notwendige Wechselwirkungstrecke mit dem Potential von 2 cm um das Tunneln beobachten zu können.

Die Abhängigkeit der Tunnelzeit von den Potentialparametern ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Es zeigt sich jeweils eine exponentielle Abhängigkeit von der zu durchtunnelnden Potentialbarriere.

Bisher wurden nur symmetrische Doppeltopfe betrachtet, die sich experimentell durch das Dipolpotential zweier stehender Lichtwellen erzeugen lassen. Wird der zweite Laserstrahl allerdings nicht perfekt unter einem Winkel von 60° auf den Spiegel eingestrahlt, so hat die resultierende stehende Lichtwelle nicht exakt die doppelte Periode, der durch den anderen - in sich selbst zurückreflektierten - Laser entstanden. Die hierdurch ent-

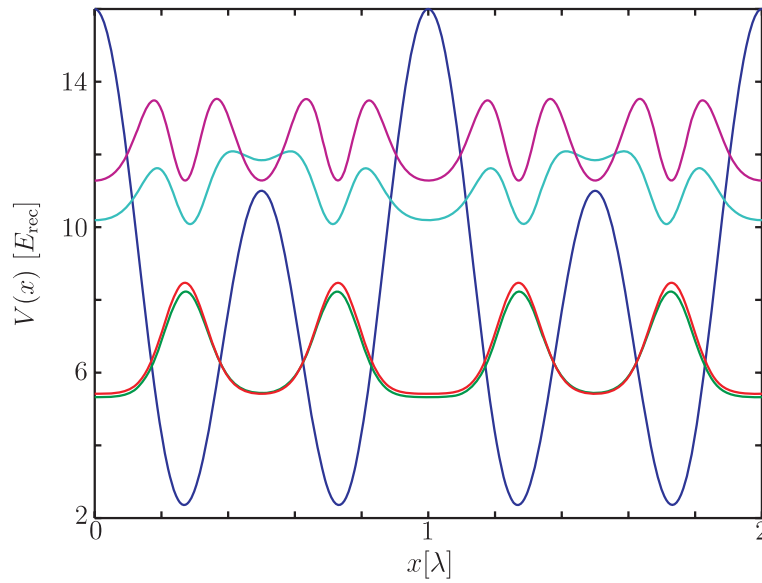


Abbildung 4.3: Dargestellt ist das Absolutquadrat der ersten vier Energieeigenfunktionen des periodischen Doppeltopfpotentials. Verwendet wurde ein Potential mit den Parametern $V_1 = 5 E_{\text{rec}}$ und $V_2 = 11 E_{\text{rec}}$. Es folgt ein Energieabstand der Zustände des ersten Dubletts von $\delta = 2\pi \cdot 768 \text{ Hz}$, was einer halben Tunnelzeit von $t = 0,65 \text{ ms}$ entspricht. Die Oszillationsfrequenz in einem Topf beträgt $\omega_0 = 2\pi \cdot 50 \text{ kHz}$.

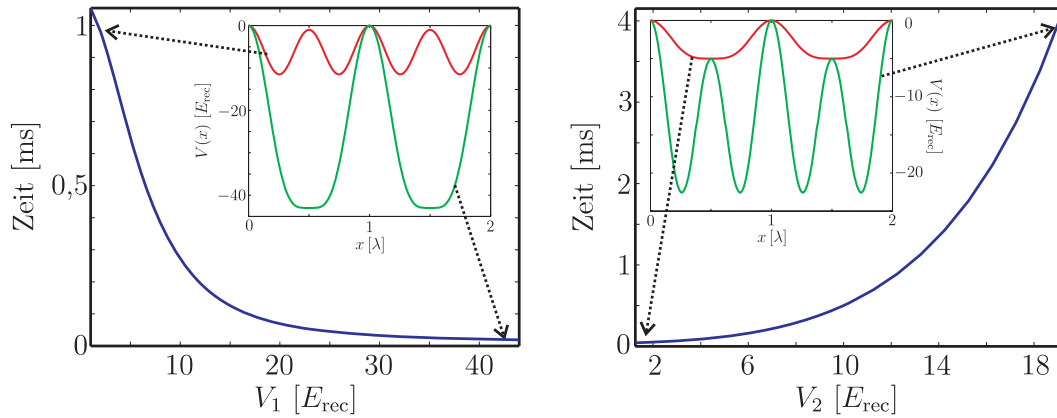


Abbildung 4.4: Abhängigkeit der sich aus dem Abstand der ersten beiden Energiezustände ergebenden Tunnelzeit von den Potentialparametern. Im linken Bild wurde V_1 variiert und $V_2 = 11 E_{\text{rec}}$ festgehalten. In der rechten Abbildung wurde V_2 variiert und $V_1 = 5 E_{\text{rec}}$ nicht verändert. Die Insets zeigen die sich jeweils ergebenden periodischen Potentiale für die Grenzfälle.

stehende Phasenverschiebung führt zu einer Asymmetrie im Doppeltopfpotential, die mit dem Abstand vom Spiegel zunimmt (Abbildung 4.5). Typischerweise werden die Experimente in einem Abstand von ca. $30 \mu\text{m}$ vom Spiegel durchgeführt, um sicher zu gehen, dass die Atome von der Präsenz des Spiegels nach dem Verlassen des Potentials nicht

beeinträchtigt werden. Für die Phasenverschiebung $\Delta\phi$ im Abstand x_0 vom Spiegel gilt:

$$\Delta\phi = kx_0(\cos(\beta) - 0,5) \quad (4.15)$$

Für einen Winkel von $59,95^\circ$ ergibt sich im Abstand von $30\ \mu\text{m}$ vom Spiegel eine Phasenverschiebung von $\pi/18$.

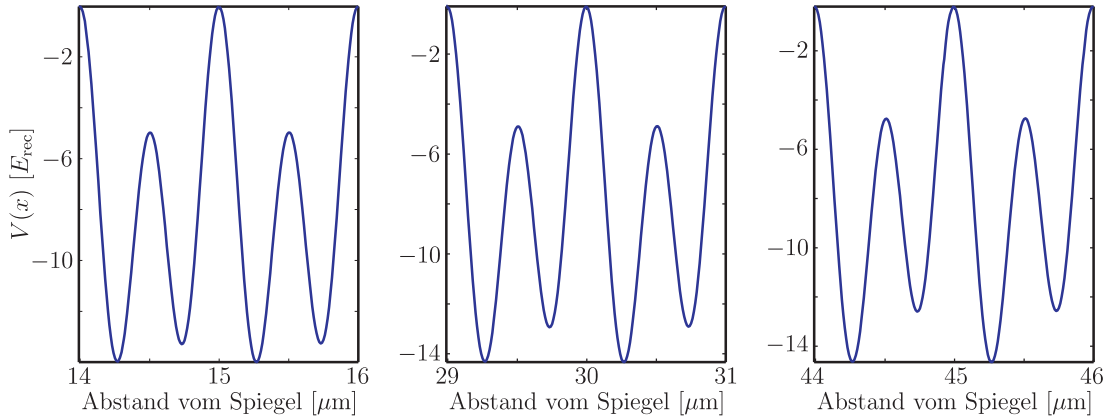


Abbildung 4.5: Wird der zweite Laser unter einem Winkel von $59,95^\circ$ auf den Spiegel eingestrahlt, so ergibt sich ein asymmetrisches Doppeltopfpotential. Die verursachte Asymmetrie nimmt mit zunehmendem Abstand vom Spiegel zu.

Schon eine kleine Asymmetrie beeinflusst die Dynamik der Materiewelle signifikant. In den Abbildungen 4.6-4.8 ist der Einfluss numerisch untersucht. Hierfür wurde für die Berechnung eine stehende Lichtwelle mit der Periode λ um $\pi/18$ gegen jene mit der Periode $\lambda/2$ verschoben, wodurch sich ein asymmetrisches, aber dennoch periodisches Doppeltopfpotential ergibt (die Asymmetrie ist für jeden Doppeltopf die gleiche). Die Eigenfunktionen des Grundzustandsdubletts sind nicht mehr wie im symmetrischen Fall in beiden Töpfen gleichermaßen lokalisiert, sondern die energetisch tiefer liegende ist stärker im tieferen Topf lokalisiert und die andere entsprechend im höher liegenden Topf. Außerdem wird der Energieunterschied zwischen den beiden Zuständen größer, was in einer kürzeren Tunnelzeit resultiert.

In Abbildung 4.7 ist das Ergebnis der numerischen Integration der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung dargestellt. Als Anfangsbedingung wurde eine Superposition der beiden Grundzustandsdublettfunktionen gewählt. Im Fall des asymmetrischen Doppeltopfs sind beide Grundzustandsfunktionen signifikant in einem der Töpfe lokalisiert; deshalb ergibt die Superposition einen fast auf beide Töpfe gleich verteilten Zustand, der dementsprechend auch nur mit geringer Amplitude tunnelt.

Im Experiment kann nicht direkt die Ortsverteilung, sondern stets nur die Impulsverteilung gemessen werden. In Abbildung 4.8 ist die zur Abbildung 4.7 gehörende Dynamik der Impulsverteilungen dargestellt. Nach dem Blochtheorem ändert sich der k -Vektor der Wellenfunktion bei Beugung an einer Struktur der Periode d nur in Einheiten des Gittervektors $2\pi/d$. Folglich werden bei Beugung an einer stehenden Lichtwelle der Periode $\lambda/2$ nur Impulse in Paketen von $2\hbar k$ übertragen (vgl. Kapitel 3). Die Anwesenheit einer stehenden Lichtwelle der Periode λ erlaubt aber auch Impulsüberträge von \hbar , wodurch zusätzliche Beugungsordnungen entstehen. Die Zeitentwicklung dieser

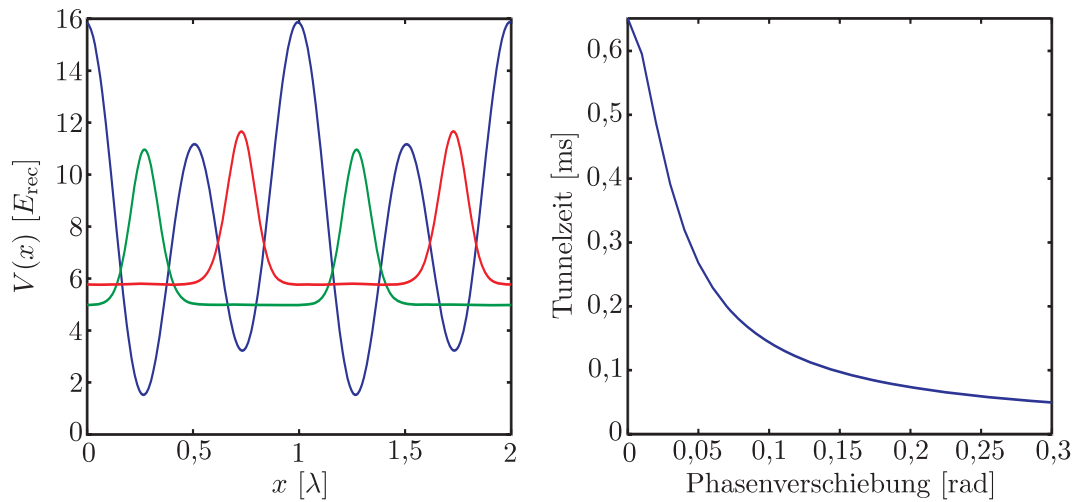


Abbildung 4.6: Links: Erste Energieeigenfunktionen im asymmetrischen Doppeltopfpotential ($V_1 = 5 E_{\text{rec}}, V_2 = 11 E_{\text{rec}}$). Die stehende Welle der doppelten Periode ist um $\pi/18$ gegen die andere verschoben. Rechts: Tunnelzeit in Abhängigkeit der Phasenverschiebung zwischen den stehenden Lichtwellen.

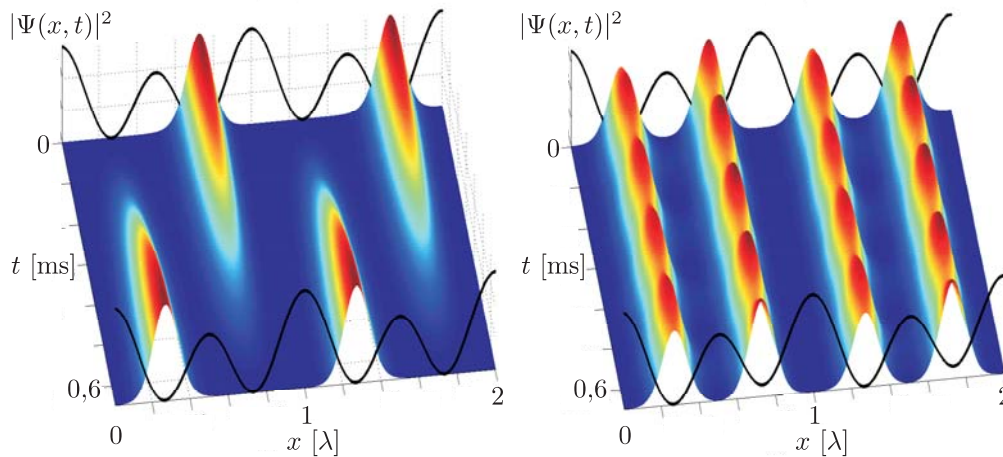


Abbildung 4.7: Dynamik im Ortsraum für einen als Superposition des Grundzustandsdubletts präparierten Anfangszustand. Im symmetrischen Doppeltopf (links) ist die Tunneloszillation vollständig durchmoduliert. Für einen asymmetrischen Doppeltopf (rechts) ergibt sich eine schnellere Tunnelzeit und eine geringere Amplitude.

Beugungsordnungen ist charakteristisch für die Tunneldynamik. Das Tunneln im symmetrischen Doppeltopf zeichnet sich durch eine konstante nullte Beugungsordnung und gegengleich oszillierende ± 1 . Beugungsordnungen aus. Ein asymmetrischer Doppeltopf zeigt ein komplexeres Verhalten. Speziell die nullte Ordnung oszilliert.

Experimentell ist es mit dem realisierten Aufbau nicht möglich die Superposition des Dubletts als Anfangswellenfunktion zu präparieren. Es ist lediglich machbar

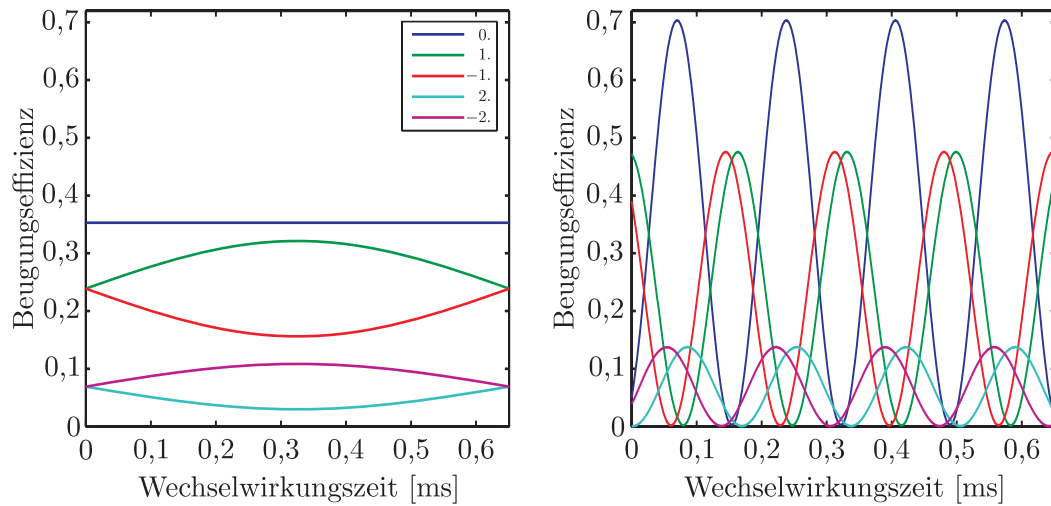


Abbildung 4.8: Dynamik im Impulsraum für die in Abbildung 4.7 dargestellte Situation. Charakteristischer Unterschied ist das Verhalten der nullten Beugungsordnung: Für den symmetrischen Fall (links) ist sie konstant, während sie beim asymmetrischen Doppeltopf (rechts) stark moduliert ist.

einen Zustand zu präparieren, der (periodisch) in einem der Töpfe lokalisiert ist. Abbildung 4.9 zeigt die Dynamik der Beugungsordnungen, wenn als Anfangszustand eine Gauß-Funktion gewählt wird, die in einem der Töpfe lokalisiert ist. Als Breite wird die

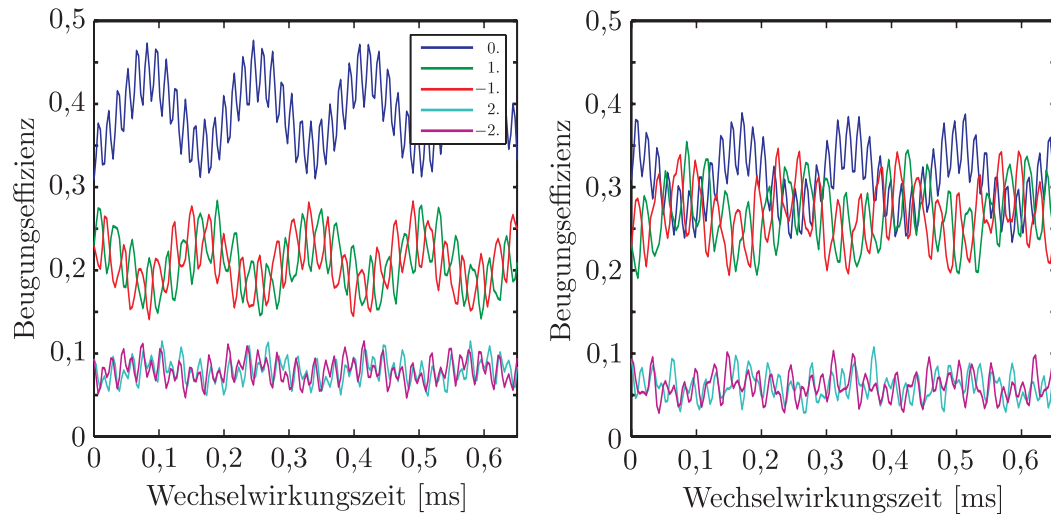


Abbildung 4.9: Zeitentwicklung der Beugungsordnungen in einem asymmetrischen Doppeltopf. Als Anfangsbedingung wurde eine Gauß-Funktion gewählt, die im tieferen (links) bzw. höheren (rechts) Topf lokalisiert ist.

eines harmonischen Oszillatorgrundzustandes gewählt, der sich aus der harmonischen Näherung des Potentialminimums ergibt. Da jetzt nicht nur die Funktionen des Grundzustandsdubletts an der Dynamik beteiligt sind, treten zusätzliche schnelle Oszillationen

auf. Allerdings ist der Überlapp der Gauß-Funktion mit einer der Grundzustandsdu-blettwellenfunktion so groß, dass mangels signifikanter Beteiligung der zweiten Grund-zustandsfunktion nur ein Bruchteil der Wellenfunktion tunnelt. In der Ortsdarstellung wie in Abbildung 4.7 ist dies nicht sichtbar.

Im Weiteren wird die experimentelle Realisierung eines periodischen Doppeltopfpo-tentials und die Strategie zur Präparation des Anfangszustands geschildert. Abschließend folgt eine Machbarkeitsstudie für das geplante Experiment zum Coherent Destruction of Tunneling.

4.2 Experimenteller Aufbau

Wie im letzten Abschnitt gezeigt, kann ein periodisches Doppeltopfpotential erzeugt wer-den, indem zum Dipolpotential einer stehenden Lichtwelle jenes einer zweiten stehenden Lichtwelle doppelter Periode hinzu addiert wird. Eine stehende Lichtwelle doppelter Pe-riode lässt sich erzeugen, indem man einen Laser der gleichen Frequenz unter einem Winkel von 60° auf einen Spiegel einstrahlt. Das gewünschte Doppeltopfpotential bildet sich aber nur für rote Verstimmung aus, da sonst die Töpfe zu Potentialmaxima wer-den. Zudem ist es wichtig, dass sich die Intensitäten der stehenden Lichtwellen addieren. Stationäre Interferenzen zwischen beiden stehenden Lichtwellen sind folglich zu vermei-den. Die Möglichkeit, dies mit senkrecht zueinander polarisierten stehenden Wellen zu realisieren, scheidet aus, da sich zeigt, dass bereits minimale Imperfektionen in der Pola-risation die Doppeltopfstruktur zerstören. Im Experiment wurde, wie in Abbildung 4.10 gezeigt, die Möglichkeit gewählt, den zweiten Strahl bei gleicher Polarisation in der Fre-quenz um ca. 40 MHz mittels eines AODs (Fa. IntraAction Corp., Model ADM-402A1) zu verschieben. Dies führt neben der gewünschten Summe der Intensitäten noch zu ei-nem schnell ($T=25$ ns) oszillierenden Term, der sich auf den für die atomare Bewegung relevanten Zeitskalen wegmittelt.

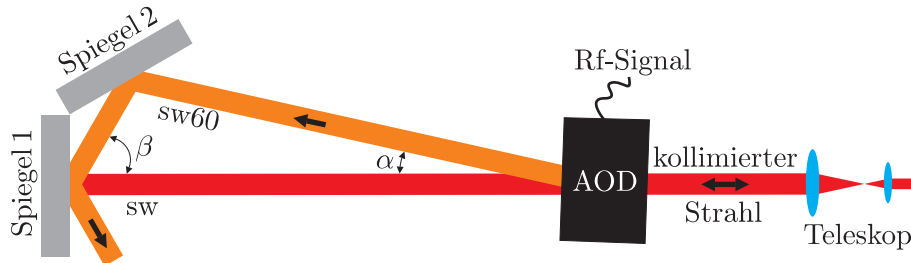


Abbildung 4.10: Spiegelkonfiguration zur Erzeugung eines periodischen Doppeltopfpotenti-als. Der AOD erlaubt die präzise Kontrolle des Winkels mittels der angelegten Radiofrequenz.

Die Verwendung eines AODs hat zudem den Vorteil, dass der Einfallswinkel β auf den Spiegel mittels der angelegten Radiofrequenz eingestellt werden kann. Der verwendete AOD hat bei einer Radiofrequenz von 40 MHz und einer Lichtwellenlänge von 811 nm einen gemessenen Beugungswinkel von $\alpha = 8,125$ mrad = $0,4655^\circ$. Soll der gebeugte Strahl unter einem Winkel von $\beta = 60^\circ$ auftreffen, so muss der Winkel zwischen Spiegel 1 und Spiegel 2 genau $\gamma = 120^\circ - \alpha/2 = 119,7672^\circ$ betragen. Ist γ fest eingestellt, so

ändert sich β bei Variation von α gemäß: $\beta = 2\gamma + \alpha - 180^\circ$. Der für die Symmetrie des Doppeltopfs relevante Winkel kann also durch Variation der AOD-Frequenz und daraus resultierender Änderung des Winkels α kontrolliert werden. Trotzdem ist es wichtig den Winkel γ als Ausgangspunkt möglichst nahe am gewünschten Wert zu haben. Um dies zu ermöglichen wurde mit Hilfe eines Goniometers der Winkel zwischen den Spiegeln mit einer Genauigkeit von $0,004^\circ$ auf den gewünschten Wert eingestellt. Details zum Messaufbau sind in einer Diplomarbeit dokumentiert (Hörner, 2004).

Der mechanische Aufbau besteht aus zwei Spiegeln, die als Einheit in die Experimentierkammer eingebaut werden, wobei der erste auf einen Aluminiumträger aufgeklebt ist und nicht mehr individuell justiert werden kann. Der zweite Spiegel wurde auf einen am Aluminiumträger befestigten kommerziellen Spiegelhalter (Fa. Thorlabs, KM100) geklebt. Um eine genauere Justage zu ermöglichen, wurden die Einstellschrauben des Spiegelhalters gegen differentielle Schrauben ausgetauscht (Fa. Thorlabs, DAS110). Diese Einheit kann als Ganzes im Vakuum mittels der Motoren in vertikaler und horizontaler Richtung verkippt werden. Um für beide stehenden Lichtwellen einen Knoten des elektrischen Feldes am Ort des Spiegels zu realisieren wurden Goldspiegel verwendet. Beide Spiegel wurden aus einem runden Spiegel mit einem Durchmesser von 5 cm herausgeschnitten, so dass die nutzbare Fläche jeweils ca. 4×1 cm beträgt.

In Abbildung 4.11 ist der optische Aufbau im Bereich der Experimentierkammer gezeigt. Das Laserlicht der Wellenlänge 811 nm wird von einem TiSa-Laser über eine polarisationserhaltende Single-Mode-Glasfaser zur Vakuumkammer geleitet. Der Laserstrahl wird nach der Faser durch ein sphärisches Teleskop aufgeweitet. Durch ein Zylinder-

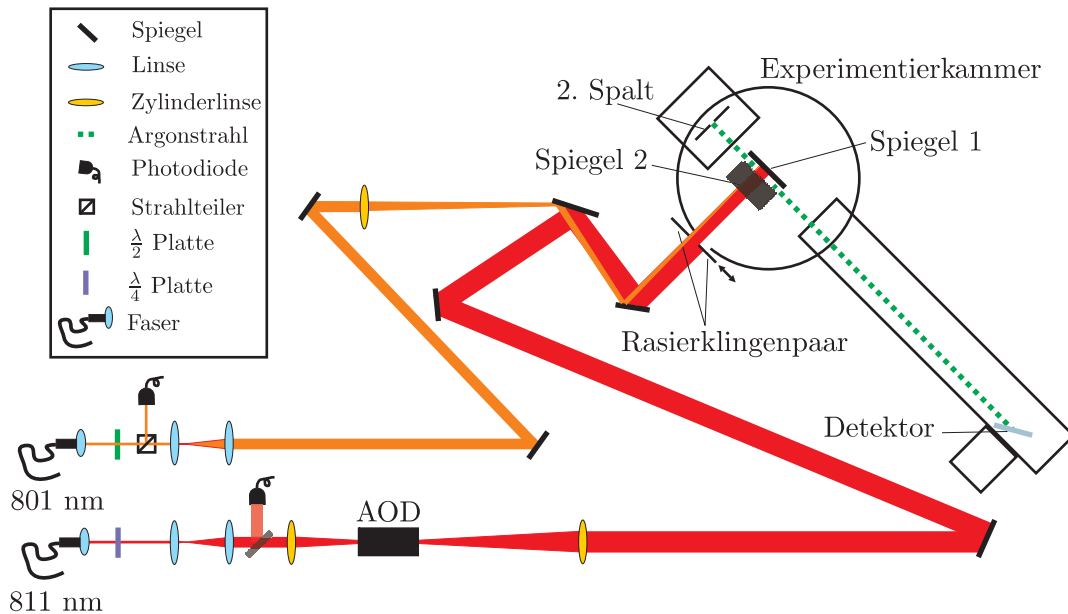


Abbildung 4.11: Optischer Aufbau zur Erzeugung periodischer Doppeltopfpotentiale.

derteleskop, in dessen Fokus der AOD steht, wird der Strahl in horizontaler Richtung aufgeweitet, so dass eine hinreichend große Wechselwirkungsstrecke von ca. 2 cm realisiert werden kann. Insgesamt ist nach dem AOD eine Propagationsstrecke des Laserlichts

von ca. 2 m notwendig, um den vom AOD gebeugten Strahl räumlich vom Ungebeugten so weit zu trennen, dass er, wie in Abbildung 4.10 dargestellt auf den Spiegel 2 trifft, damit sich folglich die beiden Laserstrahlen so überlappen, dass sich am Ort des Atomstrahls ein periodisches Doppeltopfpotential ausbildet.

Die Realisierung eines perfekten Winkels $\beta = 60^\circ$ mit der hier vorgestellten Methode setzt voraus, dass der ungebeugte Strahl perfekt senkrecht auf Spiegel 1 trifft. Um dies mit größtmöglicher Präzision sicherzustellen wird dieser Strahl so justiert, dass er in sich selbst zurückläuft und zwar, indem der Strahl in die Glasfaser zurückgekoppelt wird. Ein im Strahlengang befindliches $\lambda/4$ -Plättchen dreht nach zweimaligem Durchgang die Polarisation so, dass an einem polarisierenden Strahlteiler am anderen Ende der Faser der Rückreflex vom hinlaufenden Strahl getrennt werden kann.

Vor Eintritt der Laserstrahlen in die Vakuumkammer besteht die Möglichkeit, die Strahlen durch zwei Rasierklingen abzuschneiden, so dass verschiedene Wechselwirkungstrecken der Atome mit den stehenden Lichtwellen experimentell möglich werden. Um die Messungen reproduzierbar durchführen zu können, ist eine der Rasierklingen auf einem Verschiebetisch befestigt, der mittels eines Oriel-Motors verfahren werden kann.

In Abbildung 4.11 ist auch noch der Laserstrahl mit der Wellenlänge von 801 nm eingezeichnet. Er dient zur Präparation des Anfangszustands für zukünftige Tunnelexperimente (Abschnitt 4.4) und wird ebenfalls über eine polarisationserhaltende Single-Mode-Faser an das Experiment geführt. Er wird durch eine langbrennweitige Linse auf den Goldspiegel fokussiert und so justiert, dass er zum Schluss möglichst kollinear mit dem vom AOD gebeugten Strahl verläuft. Über zwei unabhängige Spiegel kann er eigenständig justiert werden.

Ideal für die Interpretation der experimentellen Daten wäre ein während des Tunnels konstantes Potential entlang der Ausbreitungsrichtung des Atomstrahls. Dies lässt sich erreichen, indem der typischerweise gauß-förmige Laserstrahl aufgeweitet und nur der Bereich um das Maximum für die Messung verwendet wird, also das Zentrum des Gauß-Profiles ausgeschnitten wird. In Abbildung 4.12 sind die mit Hilfe einer CCD-Kamera aufgenommenen Intensitätsprofile abgebildet. Es ist gelungen den Fokus im AOD in seiner Größe so anzupassen, dass die Beugungseffizienz über den ganzen Laserstrahl hinweg konstant ist.

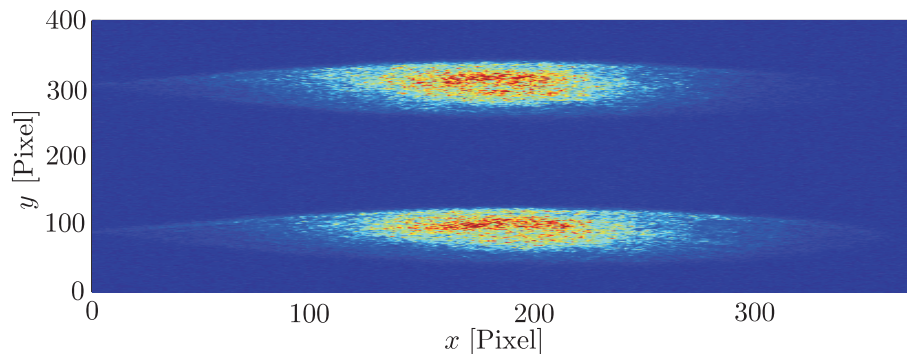


Abbildung 4.12: Mit der CCD-Kamera aufgenommenes Intensitätsprofil der beiden Laserstrahlen, die das periodische Doppeltopfpotential bilden. Die AOD-Leistung wurde so angepasst, dass ca. 50 % der Leistung in den oberen Strahl gebeugt werden.

Zur Auswertung des CCD-Bildes wurde jeweils mittig im Strahl über 20 Pixel summiert. Die entsprechenden Schnitte sind in Abbildung 4.13 dargestellt. Durch Gaußfits ergibt sich der Strahlradius (Waist w_0). Für den gebeugten Strahl (Teilbild a) ergibt sich für den doppelten Waist und somit für die effektiv nutzbare Wechselwirkungsstrecke $2w_{0x} = 1,57$ cm und $2w_{0y} = 0,64$ cm. Der Strahl ist damit in y -Richtung groß genug um den ca. 3 mm hohen Atomstrahl vollständig abzudecken. Für den ungebeugten Strahl ergibt sich $2w_{0x} = 1,68$ cm und $2w_{0y} = 0,61$ cm.

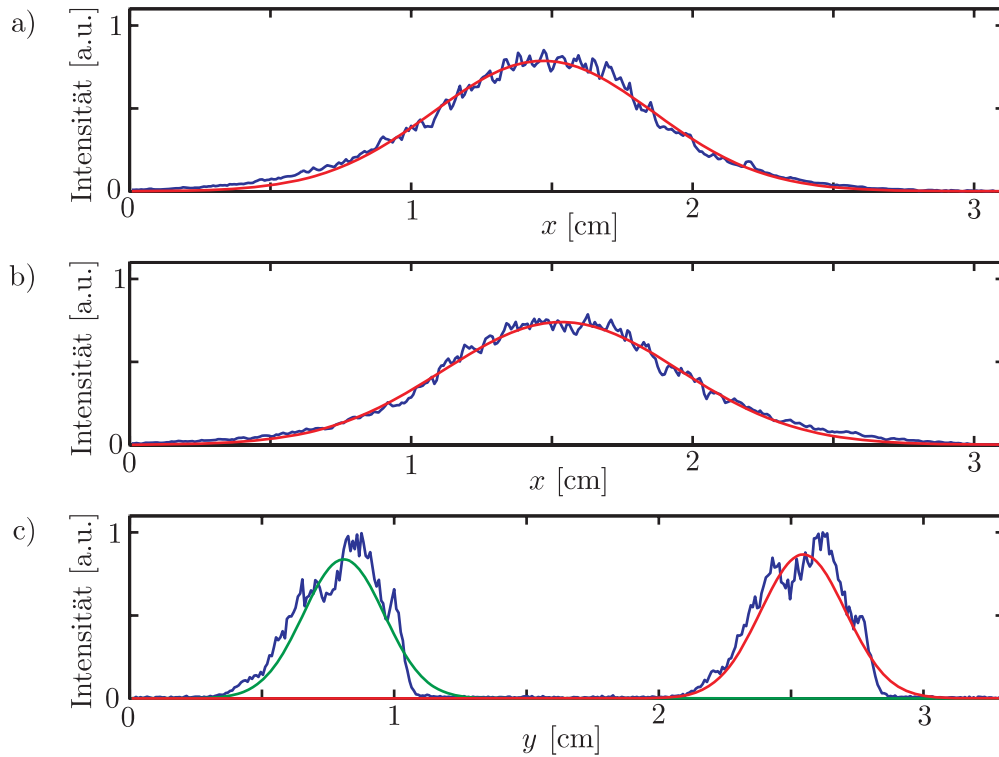


Abbildung 4.13: Schnitte durch die Intensitätsverteilungen aus Abbildung 4.12 incl. Gaußfits. a) Horizontaler Schnitt durch den vom AOD gebeugten Strahl. b) horizontaler Schnitt durch den ungebeugten Strahl. c) Schnitt in vertikaler Richtung durch die Intensitätsverteilung.

4.3 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die experimentellen Ergebnisse zur Erzeugung eines periodischen symmetrischen Doppeltopfpotentials vorgestellt. Nicht nur der bereits diskutierte kritische Winkel von 60° , der die Symmetrie des Doppeltopfs stark beeinflusst, muss reproduzierbar justiert werden, sondern auch das senkrechte Auftreffen des Atomstrahls auf die Anordnung der stehenden Lichtwellen ist ein kritischer Parameter, auf den hier zuerst eingegangen werden soll.

4.3.1 Bragg-Beugung als Methode zur Winkeljustage

Um den retroreflektierenden Spiegel möglichst parallel zum Atomstrahl auszurichten, wird nicht mit mechanischen Justierhilfen gearbeitet, sondern man nutzt die Welleneigenschaft der Atome aus. Ein Effekt, der kritisch vom Winkel des Auftreffens der Welle auf ein periodische Potential abhängt, ist die Bragg-Beugung. Erstmals wurde diese für atomare Materiewellen am MIT realisiert (Martin *et al.*, 1988). Im Regime der Bragg-Beugung koppelt das Atom nur schwach an das periodische Dipolpotential einer stehenden Lichtwelle (Wellenlänge λ), so dass nur zwei Beugungsordnungen beteiligt sind. Treffen Atome mit der de-Broglie-Wellenlänge λ_{dB} unter dem Braggwinkel

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda_{dB}}{\lambda} \quad (4.16)$$

auf die stehende Welle, wird ein Impuls von $2\hbar k$ auf einen Teil der Atome übertragen. Für die Abhängigkeit der Beugungswahrscheinlichkeit I_G ergibt sich im Rahmen der dynamischen Beugungstheorie (Oberthaler *et al.*, 1999):

$$I_G(z, V, \theta) = \frac{\sin^2 \left(2\pi V_G z^s \sqrt{\frac{1}{4} (\theta^s/V_G)^2 + 1} \right)}{\frac{1}{4} (\theta^s/V_G)^2 + 1}. \quad (4.17)$$

Hierbei werden normierte Größen verwendet ($L_{\text{Talbot}} = \lambda^2/(2\lambda_{dB})$):

$$z^s = \frac{z}{L_{\text{Talbot}}} \quad \theta^s = \frac{\theta_{\text{Bragg}} - \theta}{\theta_{\text{Bragg}}} \quad V_G = \frac{V_0}{16E_{\text{rec}}}. \quad (4.18)$$

Ziel ist es, durch Verkippen des retroreflektierenden Spiegels, nacheinander sowohl Bragg-Beugung in +1., als auch in -1. Ordnung zu beobachten. Die Mittelstellung des Spiegels liefert das gewünschte Ergebnis eines zum Atomstrahl parallelen Spiegels. Die Selektivität in der Winkelakzeptanz (Abbildung 4.14) der Bragg-Beugung erlaubt dies mit großer Genauigkeit einzustellen. Experimentell werden die Parameter so eingestellt, dass selektiv nur ein Teil des Atomstrahls gebeugt wird. Dann wird der Spiegel mittels des Piezoelements so verkippt, dass die Atome aus der Mitte des ungebeugten Strahls in die erste Ordnung gebeugt werden. Um die Winkelakzeptanz voll auszuschöpfen wird der zweite Spalt auf seine maximale Größe von $40 \mu\text{m}$ eingestellt. Genauso wird die Bragg-Beugung zur anderen Seite hin justiert. Da die Position des Piezos über einen Dehnmessstreifen ausgelesen werden kann, spielen Hystereseeffekte keine Rolle und es kann jene Piezoposition ermittelt werden, die der Mittelposition entspricht. Diese Prozedur erlaubt es, die gewünschte Winkeleinstellung mit einer Genauigkeit von ca. $1/20$ des Bragg-Winkels vorzunehmen. Dieser beträgt für Atome, die $v = 50 \text{ m/s}$ schnell sind, $\theta = 246 \mu\text{rad}$.

4.3.2 Realisierung des symmetrischen Doppelpotentials

Wie bereits in Abschnitt 4.1 beschrieben, muss noch ein weiterer Winkel mit großer Genauigkeit justiert werden. Der Einfallswinkel des vom AOD gebeugten Strahls beeinflusst signifikant die Symmetrie des Doppelpotentials. Der gewünschte Einfallswinkel von 60° lässt sich außerhalb des Vakuums vorjustieren. Die Feinjustage erfolgt durch Experimente mit dem Atomstrahl. Verändert wird die Frequenz des AOD. Hierbei bewirkt eine

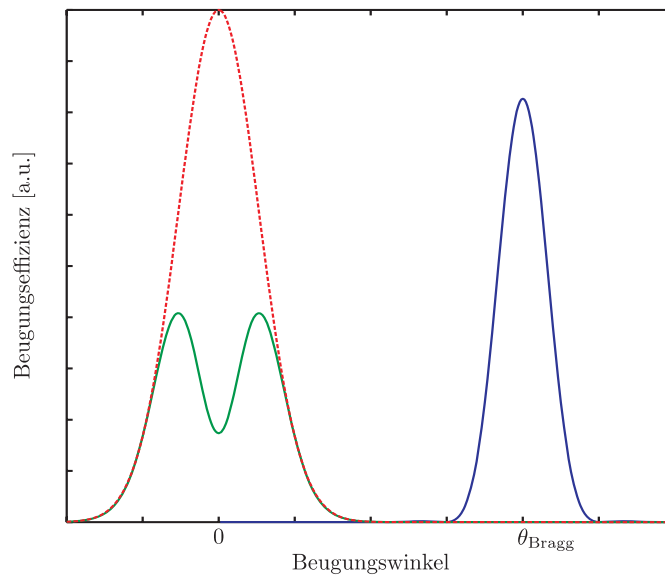


Abbildung 4.14: Vorhersage der dynamischen Beugungstheorie für einen unter dem Bragg-Winkel einfallenden Atomstrahl mit realer transversaler Geschwindigkeitsverteilung. Für diese Parameter $V_G = 0,1$, $z = 1,8$ ist die Winkelselektivität so groß, dass nicht der ganze Strahl gebeugt wird, sondern nur der zentrale Teil. Gestrichelt eingezeichnet ist der ungebeugte Atomstrahl.

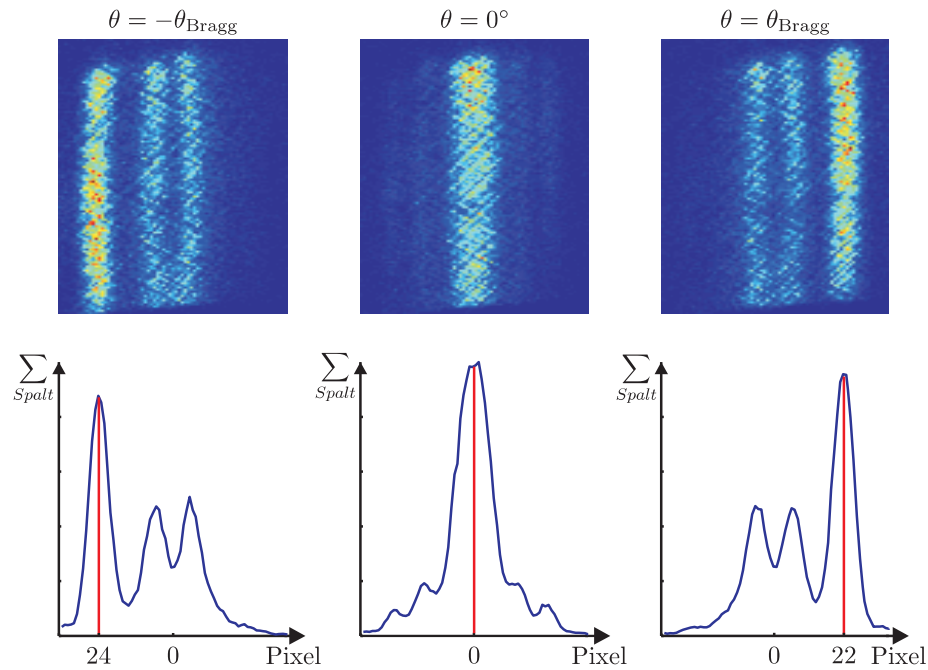


Abbildung 4.15: Experimentelles Vorgehen um den Spiegel parallel zum Atomstrahl zu justieren: Bragg-Beugung -1. Ordnung (links) und Bragg-Beugung +1. Ordnung (rechts) erlauben es die Zwischenposition (mitte) zu ermitteln, die das gewünschte Ergebnis liefert.

Frequenzänderung am AOD von 1 MHz eine Winkeländerung von $203 \mu\text{rad} = 0,012^\circ$. Es wurden zwei unterschiedliche Methoden verwendet, um auf diese Weise die Symmetrie des Doppelpotentials zu prüfen.

1. Methode: Interferometer

In der ersten Methode, die einen interferometrischen Aufbau benutzt (vgl. Kapitel 3), schneidet man die stehenden Lichtwellen, die später jeweils die gesamte Wechselwirkungsstrecke ausleuchten werden und damit den periodischen Doppelpotf erzeugen, zunächst derart ab, dass der einlaufende Atomstrahl nacheinander jeweils mit nur einer der stehenden Lichtwellen wechselwirkt (Abbildung 4.16).

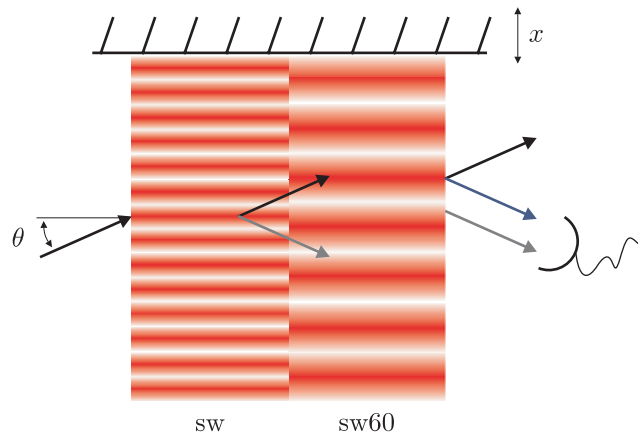


Abbildung 4.16: Aufbau zur Messung des Winkels über die Beatperiode. Der unter dem Braggwinkel der ersten stehenden Lichtwelle einfallende Atomstrahl erfüllt für die stehende Lichtwelle sw60 die Braggbedingung zweiter Ordnung.

Für beide stehenden Lichtwellen sind die Parameter (Intensität, Wechselwirkungsstrecke) so eingestellt, dass jede stehende Lichtwelle alleine auf 50% der Atome einen Impuls von $2\hbar k$ überträgt, d.h. der Einfallswinkel des Atomstrahls auf die stehenden Lichtwellen ist so eingestellt, dass für jene mit der Periode $\lambda/2$ gerade die Bedingung für Bragg-Beugung erster Ordnung erfüllt ist. Für die stehende Lichtwelle mit der doppelten Periode ist dann automatisch die Bedingung für Bragg-Beugung zweiter Ordnung erfüllt und bei entsprechender Anpassung der Parameter kann auch selektiv ein Impuls von $2\hbar k$ übertragen werden. Schaltet man nun beide stehenden Lichtwellen gemeinsam an, so kann der Impuls von $2\hbar k$ entweder von der ersten oder von der zweiten stehenden Lichtwelle übertragen werden. Die beiden Möglichkeiten können miteinander interferieren. Die resultierende Amplitude hängt von der relativen Phase zwischen den stehenden Lichtwellen ab. Liegt der Einfallswinkel der zweiten stehenden Lichtwelle nicht exakt bei 60° , so ist die Phase zwischen den beiden Lichtwellen abhängig vom Abstand zum Spiegel und folglich kann durch Bewegung des Spiegels in x -Richtung die Phase des Interferometers durchgeföhren werden. Da der Atomstrahl in transversaler Richtung eine endliche Größe hat, wird stets über mehrere Phasenlagen gemittelt. Mit einer Größe von $20 \mu\text{m}$ des zweiten Kollimationsspalts lassen sich aber aussagekräftige Interferenzbilder aufnehmen. Um eine Oszillation in der Interferenz aufzunehmen, muss der Spiegel so

weit bewegt werden, bis die beiden stehenden Lichtwellen wieder die gleiche Phasenlage haben. Für diese sog. Beatperiode λ_{beat} ergibt sich:

$$\lambda_{\text{beat}} = \frac{\lambda}{2} \left(\frac{2 \cos \beta}{1 - 2 \cos \beta} - 1 \right) \quad (4.19)$$

Es wird für verschiedene AOD-Frequenzen und folglich für verschiedene Einfallswinkel durch Bewegung des Spiegels ein Interferenzmuster aufgenommen. Exemplarisch ist eine solche Aufnahme in Abbildung 4.17 dargestellt.

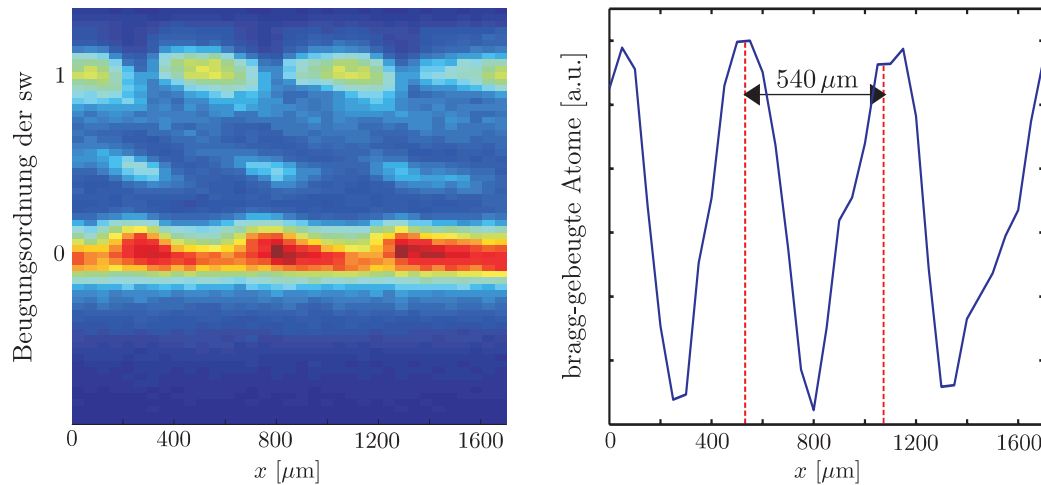


Abbildung 4.17: Links ist die Aufnahme eines Interferenzmusters durch Bewegung des Spiegels in x -Richtung dargestellt. Die AOD-Frequenz betrug 43 MHz. Das rechte Bild wurde durch Summation über die Beugungsordnung erstellt. Es ergibt sich eine Beatperiode von $540 \mu\text{m}$.

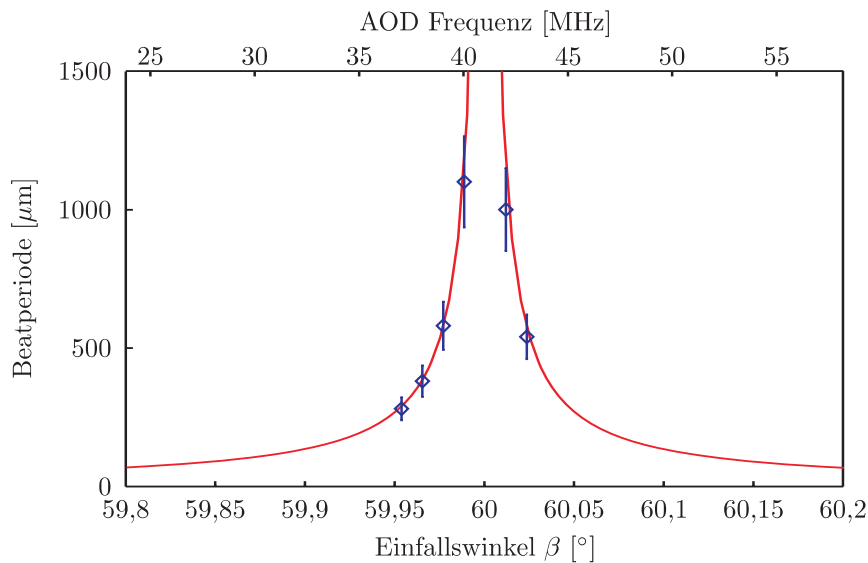


Abbildung 4.18: Messung der Beatperiode in Abhängigkeit der AOD-Frequenz bzw. des Einfallswinkels. Die durchgezogene Linie ist die Anpassung der theoretischen Vorhersage an die Daten und liefert das Ergebnis, dass bei 41 MHz der gewünschte Winkel von 60° realisiert ist.

Ziel ist es jene AOD-Frequenz zu finden, bei der die zweite stehende Lichtwelle exakt die halbe Periode hat. Die relative Phasenlage hängt dann nicht vom Abstand zum Spiegel ab und es ergibt sich keine Oszillation in der Beugungsordnung und folglich divergiert die Beatperiode. Das entsprechende Ergebnis ist in Abbildung 4.18 dargestellt und zeigt, dass für eine AOD-Frequenz von 41 MHz ein symmetrischer Doppelpopf vorliegt.

2. Methode: Beugungsordnungen

Eine weitere Möglichkeit die Symmetrie des Doppelpotfs zu untersuchen ist, den Atomstrahl senkrecht auf das Doppelpotfpotential auftreffen zu lassen und die Dynamik der einfallenden ebenen Materiewelle zu untersuchen. Grundsätzlich erwartet man Oszilla-

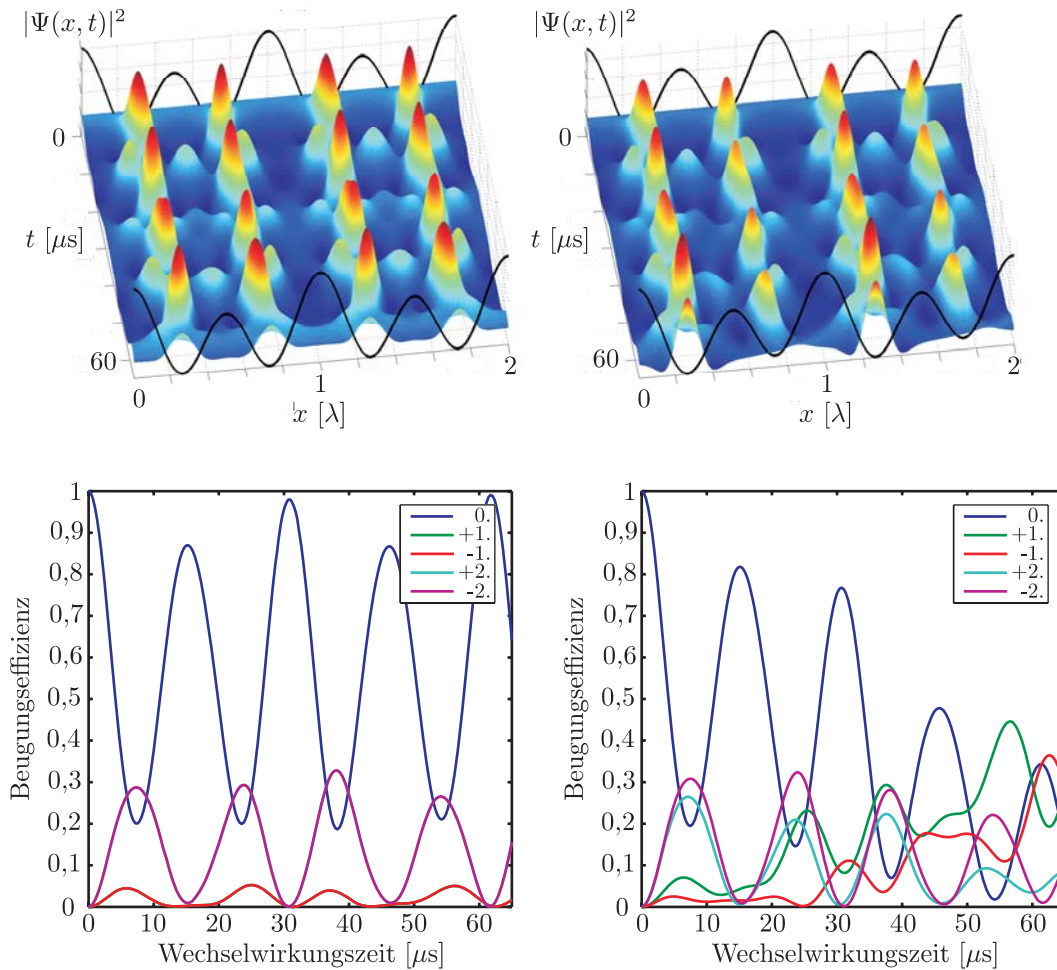


Abbildung 4.19: Eine ebene Materiewelle fällt auf ein periodisches Doppelpotfpotential ($V_1 = 5 E_{\text{rec}}$, $V_2 = 11 E_{\text{rec}}$). Dargestellt ist oben der Ortsraum und unten der Impulsraum. Links: Dynamik im symmetrischen Doppelpotf. Rechts: Dynamik im asymmetrischen Doppelpotf ($\pi/18$). Die jeweils korrespondierenden Beugungsordnungen sind nicht mehr in Phase und oszillieren mit unterschiedlicher Amplitude. Die maximale Wechselwirkungszeit beträgt $1/10$ der halben Tunnelzeit des symmetrischen Potentials.

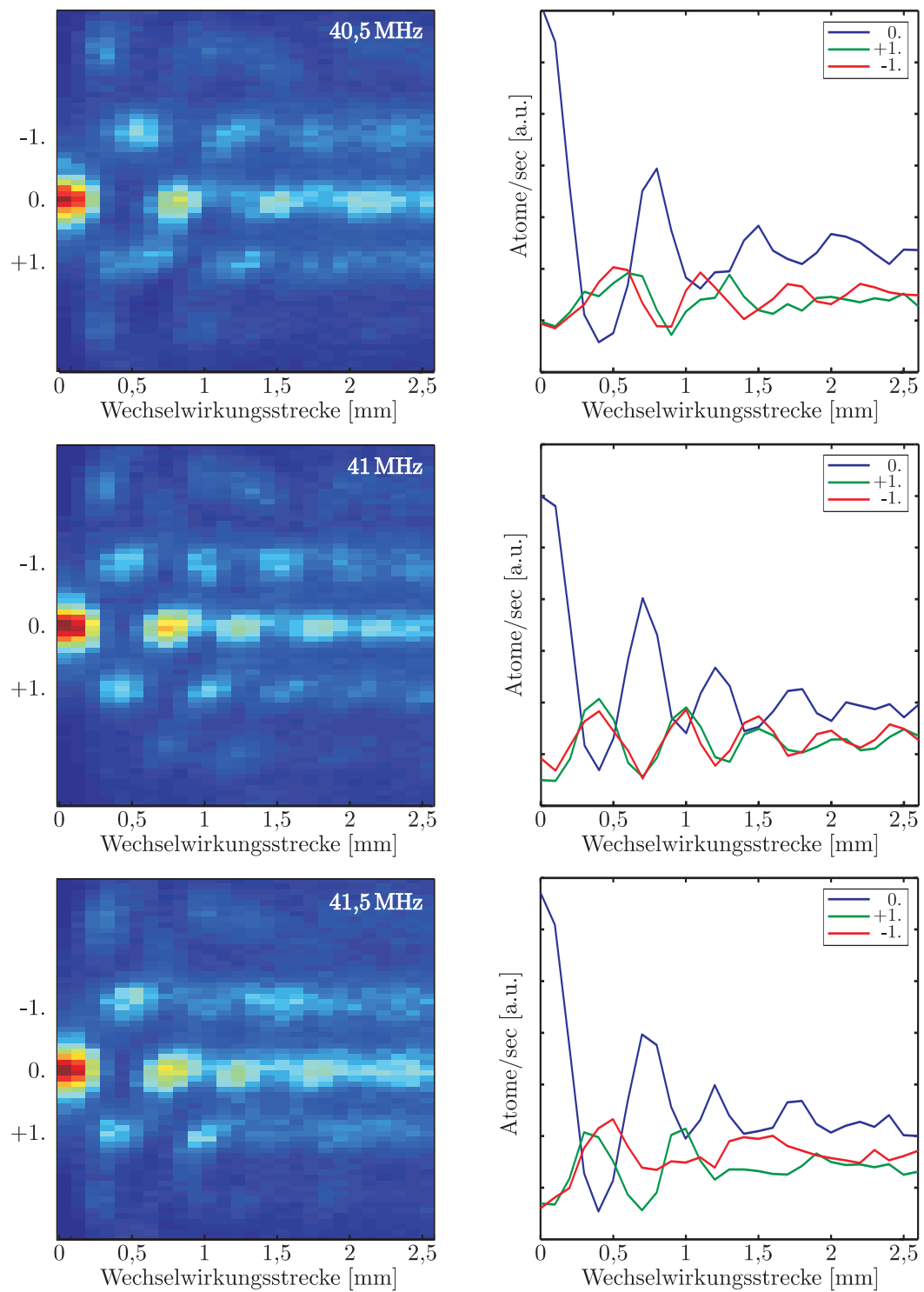


Abbildung 4.20: Beugung einer ebenen Materiewelle am Doppeltopf in Abhängigkeit der Wechselwirkungsstrecke. Für eine AOD-Frequenz von 41 MHz sind +1. und -1. Beugungsordnung in Phase. Dies ist Beleg eines symmetrischen Doppeltopfpotentials.

tionen in den Effizienzen der einzelnen Beugungsordnungen ganz analog zum Verhalten der Impulsverteilung klassischer Teilchen, die in einem Potential oszillieren. Aufgrund der Verteilung der Longitudinalgeschwindigkeiten oszillieren die Atome aber unterschiedlich schnell, was zum Auswaschen der Oszillationen mit Verlängerung der Wechselwirkungstrecke führt. Ist der periodische Doppeltopf allerdings nicht symmetrisch, so zeigt sich dies wie in Abbildung 4.19 darin, dass +1. und -1. Beugungsordnung nicht in Phase und mit unterschiedlicher Amplitude oszillieren.

Die experimentellen Ergebnisse zur Symmetrisierung des Doppeltopfpotentials sind in Abbildung 4.20 dargestellt. Aus den Laserstrahlen, die das Potential erzeugen, wurden mit Rasierklingen Bereiche ausgeschnitten und so die Wechselwirkungstrecke definiert. Mittels eines Oriol-Motors kann diese reproduzierbar verändert werden. Auch hier zeigt sich, dass für eine AOD-Frequenz von 41 MHz der Doppeltopf symmetrisch ist.

Die mit den beiden vorgestellten Methoden erlangte Kontrolle über die Symmetrie des Doppeltopfs ist der ideale Ausgangspunkt für weiterführende Experimente. Die Strategie - speziell für die Anfangszustandspräparation - für anstehende Tunnelexperimente wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

4.4 Präparation des Anfangszustands

Essenzieller Bestandteil des zukünftigen Tunnelexperiments ist die Präparation des Anfangszustands. Um möglichst perfekt die Superposition des Grundzustandsdoubletts dieses Potentials zu präparieren, dient eine stehende Lichtwelle, die resonant mit dem Absorptionsübergang bei 801 nm ist, wodurch Atome selektiv in den Grundzustand überführt werden (vgl. Kapitel 3). Atome können so aus jeweils einem Potentialminimum jedes Doppeltopfs entfernt werden. Ideal wäre hierfür eine absorptive stehende Lichtwelle der Periode 811 nm, die ihre Intensitäts- und folglich Absorptionsmaxima exakt am Ort eines Potentialminimums hat, deren Phase relativ zur Ersten also festgelegt ist. Realisierbar ist dies in guter Näherung durch eine stehende Lichtwelle mit einer Wellenlänge von 801 nm, die unter einem Winkel von ca. 60° auf den Spiegel fällt. Denn für einen Einfallswinkel von $60,407^\circ$ hat die absorptive stehende Lichtwelle genau eine Periode von 811 nm und die relative Phase ist unabhängig vom Abstand zum Spiegel. Dennoch ist diese Phase nicht die richtige. Da alle stehenden Lichtwellen einen Knoten auf dem Goldspiegel haben, liegt das Absorptionsmaximum jeweils am Ort der Tunnelbarriere (Abbildung 4.21a). Verändert man den Winkel auf $60,692^\circ$ oder $60,121^\circ$, so wandern die Intensitätsmaxima vor das jeweils rechte (b) bzw. linke (c) Potentialminimum. Diese relative Phase ist jetzt nicht mehr unabhängig vom Abstand zum Spiegel, und folglich ist die Situation für jeden Einzeltopf leicht unterschiedlich. Man erkennt allerdings in Abbildung 4.21, dass dies für einen $15 \mu\text{m}$ breiten Atomstrahl im Abstand von $21 \mu\text{m}$ vom Spiegel nur zu winzigen Unterschieden zwischen den Einzeltöpfen führt. Experimentell kann der Wert des eingestellten Winkels durch Messung einer entsprechenden Beatperiode (vgl. Abschnitt 4.3.2) überprüft werden.

Hiermit ist die optimale Lage der Intensitätsmaxima der absorptiven stehenden Lichtwelle festgelegt. Als nächstes muss die Position in z -Richtung optimiert werden. Schaltet man das Doppeltopfpotential abrupt ein und positioniert die Präparationswelle unmittelbar zu Beginn, so müsste sie aus der einfallenden ebenen Materiewelle gerade jene Teile wegschneiden, die nicht zur Formation der Grundzustandsdoublettsuperposition beitra-

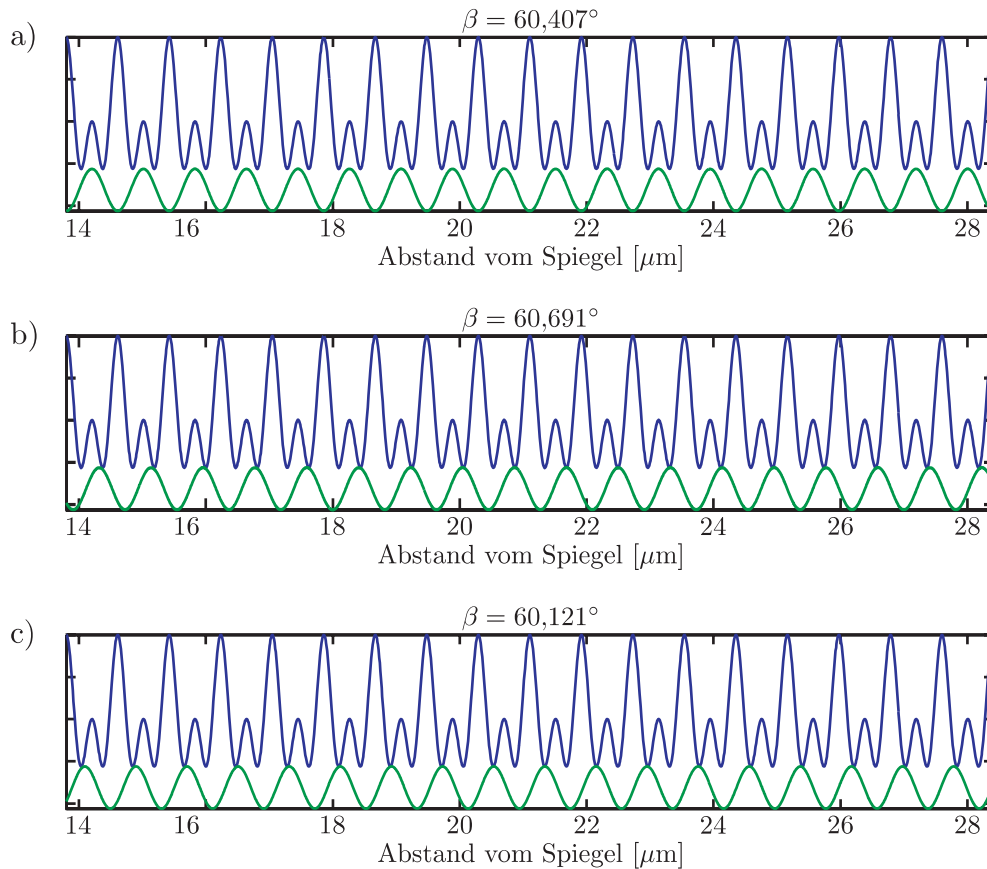


Abbildung 4.21: Symmetrisches Doppeltopfpotential (jeweils oben) und Intensitätsverteilung (jeweils unten) einer absorptiven stehenden Lichtwelle mit einer Wellenlänge von 801 nm für verschiedene Einfallswinkel. a) Die Periode ist zwar genau 811 nm, aber die Intensitätsmaxima liegen auf der Tunnelbarriere. b-c) eine kleine Änderung des Winkels verschiebt die Maxima zum jeweils linken bzw. rechten Topf. Dies erlaubt die Präparation des für das Tunnelexperiment benötigten lokalisierten Anfangszustands.

gen. Dies ist nicht realisierbar und es werden deshalb stets auch andere Energieniveaus zur Dynamik beitragen, wodurch es zu schnellen Oszillationen in den Beugungsordnungen kommt, die die Interpretation der experimentellen Daten ganz wesentlich erschweren.

Optimal erscheint es, zunächst den (in beiden Töpfen gleichermaßen) lokalisierten Grundzustand des Doppeltopfs zu präparieren und anschließend mit Hilfe der absorptiven stehenden Lichtwelle jeweils aus einem Potentialminimum die Atome zu entfernen. Um dies zu erreichen muss eine Konfiguration erzeugt werden, in der sich die Eigenfunktionen des freien Raums (ebene Wellen) kontinuierlich in die Eigenfunktionen des Potentials entwickeln. Dies wird als adiabatisches Verhalten bezeichnet und wird realisiert, wenn die Atome langsam genug in das Potential eintreten, d.h. das Potential muss langsamer ansteigen als die typische Zeitskala, mit der die Bewegung im Potential erfolgt. Der gegenteilige Fall des nicht adiabatischen Verhaltens tritt auf, wenn Atome abrupt auf ein Potential treffen. Die einfallende ebene Welle muss in diesem Fall auf die Eigenfunktionen des Potentials projiziert werden, was typischer Weise zur Besetzung

mehrerer Energienivaus führt.

Die Dynamik im Potential ist in harmonischer Näherung durch die Oszillationsfrequenz ω_{os} bestimmt. Für die charakteristische Anstiegszeit t_{an} des Potentials muss folglich gelten:

$$t_{an} > \frac{1}{\omega_{os}}. \quad (4.20)$$

Für die harmonisch genäherten Oszillationsfrequenzen ω in der stehenden Lichtwelle der Periode $\lambda/2$ (SW) bzw. in der stehenden Lichtwelle der Periode λ (sw60) gilt folgendes:

$$\omega_{sw} = 2\omega_{rec}\sqrt{n_{sw}} \quad \omega_{sw60} = \omega_{rec}\sqrt{n_{sw60}}, \quad (4.21)$$

wobei n_i die Tiefe des Potentials in Einheiten der Recoilenergie E_{rec} angibt. Bei gleicher Potentialtiefe darf folglich ein Potential der Periode λ nur halb so schnell ansteigen, da die Oszillationsfrequenz entsprechend langsamer ist. In Abbildung 4.22 ist die Dynamik einer einfallenden ebenen Materiewelle dargestellt, die auf ein Potential der Form

$$V(x) = V_0 \exp\left(-\frac{t^2}{t_0^2}\right) \quad \text{für } t < 0 \quad (4.22)$$

$$V(x) = V_0 \quad \text{für } t \geq 0 \quad (4.23)$$

trifft. Das Potential hat jeweils eine Tiefe von $V_0 = 10 E_{rec}$. Als Anstiegszeit wurde jeweils $t_0 = 3T_{os}$ gewählt. Für die stehende Lichtwelle mit der Periode $\lambda/2$ zeigt sich beinahe perfektes adiabatisches Verhalten. Die ebene Welle entwickelt sich adiabatisch in den Grundzustand des Potentials und folglich zeigen sich kaum Oszillationen in den Beugungsordnungen. Für die stehende Lichtwelle der Periode λ ist der gewählte Anstieg zu schnell um adiabatisches Verhalten zu verursachen. Es zeigen sich noch signifikante Oszillationen in den Beugungsordnungen. Folglich muss Gleichung 4.20 hier noch strenger erfüllt werden. Der Grund hierfür ist, dass es mehr gebundene Zustände gibt, die zur Dynamik einer lokalisierten Wellenfunktion beitragen können. Somit ist für die adiabatische Präparation des Doppeltopfzustands das Einschalten der stehenden Lichtwelle der Periode λ der kritische Faktor, speziell da sie für typische experimentelle Parameter ein weniger tiefes Potential erzeugt.

Infolgedessen bietet sich folgende Strategie zur Präparation des Doppeltopfgrundzustands an (Abbildung 4.23): Zuerst wird die stehende Lichtwelle der Periode $\lambda/2$ eingeschaltet und deren Grundzustand adiabatisch präpariert und erst dann die zweite stehende Lichtwelle dazugeschaltet und jeder zweite Potentialberg abgesenkt. Dies führt zur Aufspaltung des Grundzustands in das Doppeltopfgrundzustandsdublett. In dieser Konfiguration darf dann auch die zweite stehende Lichtwelle vergleichsweise schnell ansteigen. Experimentell lässt sich dieses Vorgehen realisieren, indem man in einen sehr stark aufgeweiteten Laserstrahl (antireflexionsbeschichtete) Objektträgerglasplättchen stellt, auf welchen mit einer Flamme durch Ruß ein entsprechendes kontinuierliches Absorptionsprofil erzeugt wird (Ettig, in Vorbereitung).

Um das Tunneln der Atome beobachten zu können, müssen selektiv Atome aus einer Seite des Doppeltopfs entfernt werden. In Abbildung 4.24 ist dies dargestellt. Die adiabatische Präparation des Grundzustands endet in dem Moment, wenn die stehende Lichtwelle der Periode λ ihr Maximum erreicht hat. In diesem Moment erreicht jetzt auch die absorptive stehende Lichtwelle das Maximum des gauß-förmigen Intensitätsverlaufs. Hierdurch werden die Atome aus jeweils einer Seite eines einzelnen Doppeltopfs

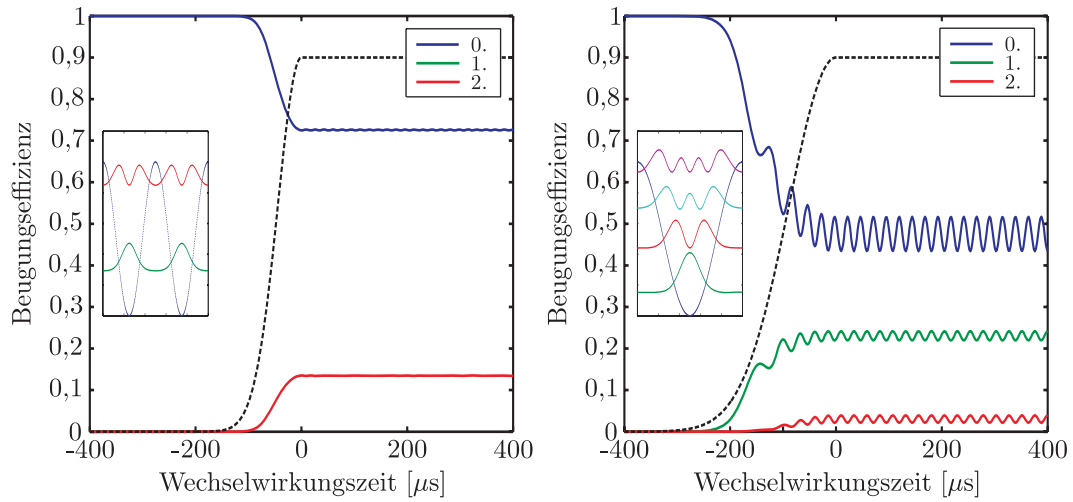


Abbildung 4.22: Dynamik einer ebenen Materiewelle im nicht abrupt ansteigenden Potential. In den Insets sind die Eigenfunktionen des jeweils $10 E_{\text{rec}}$ tiefen Potentials gezeichnet. Dargestellt ist die Dynamik im Impulsraum für den Fall, dass das Potential mit einer charakteristischen Zeit vom Dreifachen der jeweiligen Oszillationsperiode ansteigt. Links zeigt sich im Potential mit der Periode $\lambda/2$ perfektes adiabatisches Verhalten. Im Potential der Periode λ (rechts) ist dies nicht der Fall und es gibt noch Dynamik in der Zeitentwicklung der Beugungsordnungen.

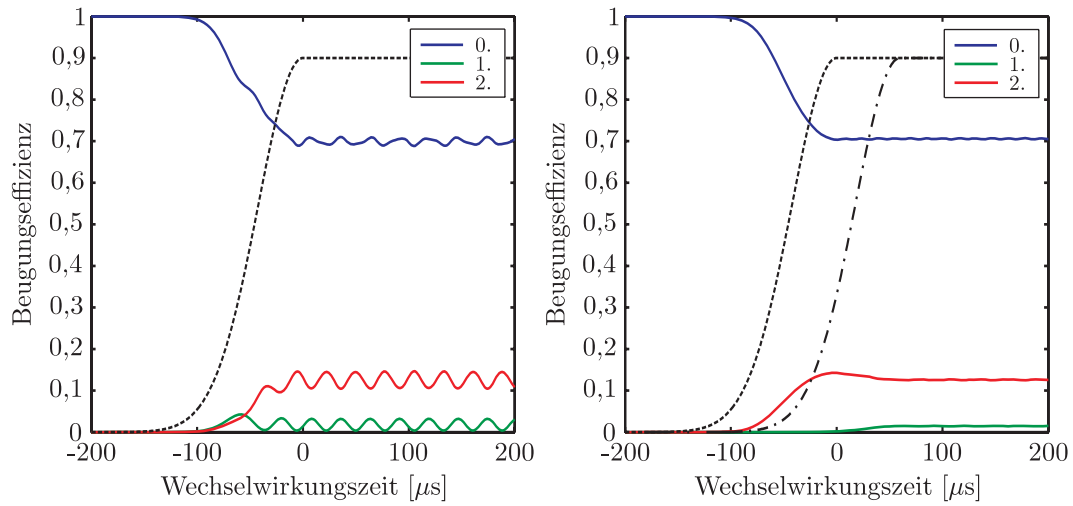


Abbildung 4.23: Verschiedene Situationen für das Einlaufen einer ebenen Welle in ein periodisches Doppeltopfpotential ($V_1 = 5 E_{\text{rec}}$, $V_2 = 11 E_{\text{rec}}$). Links: Beide Potentiale fangen gleichzeitig an und steigen mit der charakteristischen Zeit an, die dreimal der Oszillationsperiode im entsprechenden Potential der Periode $\lambda/2$ entspricht. Es ist nicht gelungen den Grundzustand des Doppeltopfs zu präparieren. Rechts: Zuerst wird die stehende Lichtwelle der Periode $\lambda/2$ eingeschaltet (gestrichelt) und erst dann (drei Oszillationperioden später) die stehende Lichtwelle der Periode λ dazugeschaltet. Auf diese Weise gelingt die adiabatische Präparation des Grundzustands.

entfernt. Anschließend oszilliert die verbleibende atomare Aufenthaltswahrscheinlichkeit zwischen den Töpfen hin und her. Im Impulsraum ist dies an der konstanten nullten Ordnung und den gegenläufig oszillierenden höheren Ordnungen zu erkennen (vgl. Abbildung 4.8). Die Simulationen zeigen, dass die Parameter der absorptiven stehenden Lichtwelle sorgsam gewählt werden müssen, um nicht adiabatisches Verhalten in der weiteren Propagation zu vermeiden. In der Abbildung 4.24 wurde die relative Phase so gewählt, dass ein Intensitätsminimum der absorptiven stehenden Lichtwelle perfekt mit einem Potentialminimum zusammenfällt. Das Intensitätsmaximum fällt dann nicht automatisch mit dem anderen Potentialminimum zusammen, da der Abstand der Minima leicht von $\lambda/2$ abweicht. Wird dagegen die Phase so optimiert, dass ein Intensitätsmaximum mit einem Potentialminimum zusammenfällt, so wird vom verbliebenen Teil im anderen Topf unsymmetrisch ein Teil der Wellenfunktion abgeschnitten, wodurch es zu nicht adiabatischem Verhalten kommt. Zudem darf die absorptive stehende Welle nicht zu stark fokussiert sein, bzw. eine minimale Wechselwirkungszeit ist einzuhalten. Für die Simulation in Abbildung 4.24 wurde ein Strahlradius (waist) entsprechend einer Wechselwirkungszeit von $23 \mu\text{s}$ gewählt. Bei einer kürzeren Wechselwirkungszeit führt der schnelle Anstieg zu Nichtadiabazitäten. Die Intensität der Absorption sollte aus experimentellen Gründen so gering wie möglich eingestellt werden. Um die volle Amplitude in den gegenphasigen Oszillationen zu erhalten muss allerdings etwas mehr als die Hälfte der Atome absorbiert werden. In Abbildung 4.24 beträgt die atomare Transmission 35 %.

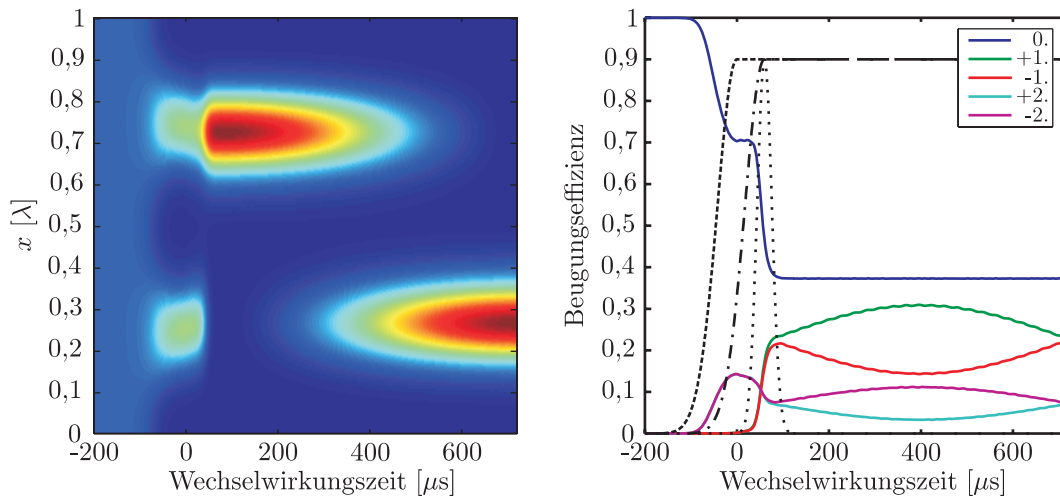


Abbildung 4.24: Vollständiges Tunnelexperiment. Im linken Bild ist die Zeitentwicklung im Ortsraum, rechts jene im Impulsraum dargestellt. Die ebene Materiewelle entwickelt sich adiabatisch in den Grundzustand des Doppeltopfpotentials (vgl. Abbildung 4.23). Dann entfernt die absorptive stehende Lichtwelle (Intensitätsverlauf gepunktet) die Atome aus einem der Töpfe und die charakteristische Tunneldynamik beginnt (vgl. Abbildung 4.8). Die Wellenfunktion wurde für die übersichtlichere Darstellung nach jedem Schritt normiert.

Bisher wurden alle Simulationen in Abhängigkeit der Zeit dargestellt. Im realen Atomstrahlexperiment haben die Atome aufgrund der Verteilung ihrer Longitudinalgeschwindigkeiten unterschiedliche Wechselwirkungsstrecken mit der Konfiguration der

insgesamt drei stehenden Lichtwellen. Für eine typische Geschwindigkeitsverteilung $w(v)$ der Form

$$w(v) = \exp\left(-\frac{(v - v_{cent})^2}{v_0^2}\right) \quad (4.24)$$

mit der mittleren Geschwindigkeit $v_{cent} = 33$ m/s und einer Breite der Verteilung von $v_0 = 5$ m/s ist das Simulationsergebnis in Abbildung 4.25 dargestellt. Die Positionen bzw. Wechselwirkungsstrecken sind so angelegt, dass sich für die zentrale Geschwindigkeit von 33 m/s die in Abbildung 4.24 gezeigte Situation ergibt. Für die schnelleren Atome ist die Adiabaticität der Präparation nicht mehr voll gegeben. Die Oszillationen verschmieren dann aufgrund der unterschiedlichen Oszillationsperioden. Langsame Atome tunneln auf einer kürzeren Wechselwirkungsstrecke; es zeigt sich aber, dass das fundamentale Tunnelsignal kaum ausgewaschen wird, und folglich sollte das Tunneln einzelner Teilchen mit dem hier vorgestellten Aufbau bald experimentell beobachtbar sein.

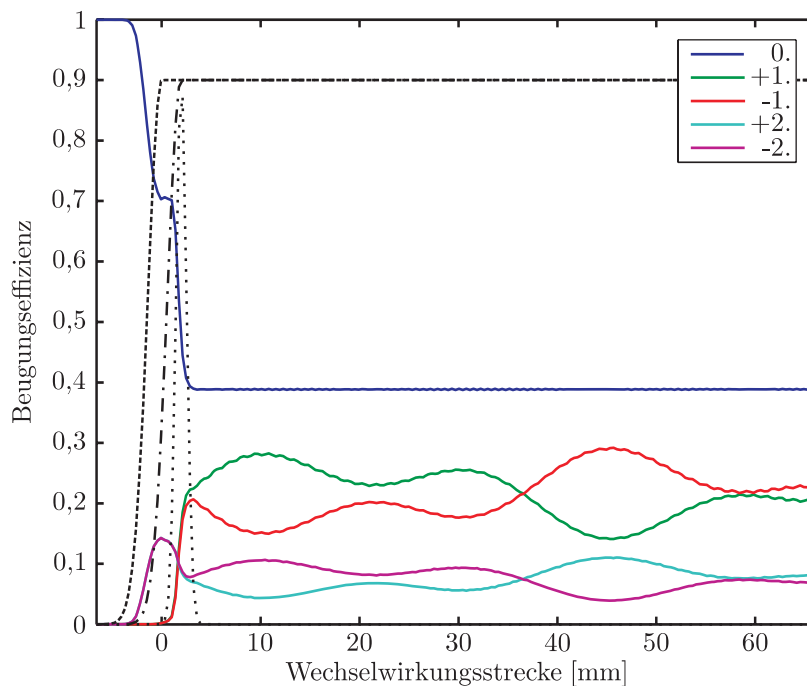


Abbildung 4.25: Simulation des Tunnelexperiments inklusive der Verteilung der Longitudinalgeschwindigkeiten.

4.5 Coherent Destruction of Tunneling

Im vorigen Abschnitt wurde ein System vorgestellt, mit dem sich das Tunneln einzelner Teilchen in einem Doppeltopfpotential erstmals direkt beobachten lassen sollte. Die Tunnelzeit im statischen Potential ist durch die Potentialparameter festgelegt. In diesem Abschnitt wird ein System und dessen Erweiterung auf unsere experimentelle Situation vorgestellt, womit sich die Tunneldynamik kontrollieren lässt. Betrachtet wird ein ein-

zelter Doppeltopf, an dem eine periodische Störung angreift (Grossmann *et al.*, 1991):

$$H(x, p, t) = \frac{p^2}{2m} + V_0(x) + xS \sin(\omega t) \quad (4.25)$$

mit dem quartischen Doppeltopfpotential

$$V_0(x) = -\frac{m\omega_0^2}{4}x^2 + \frac{m^2\omega_0^4}{64E_B}x^4 \quad (4.26)$$

Das Treiben ist charakterisiert durch die Amplitude S und die Frequenz ω . Der Einfluss

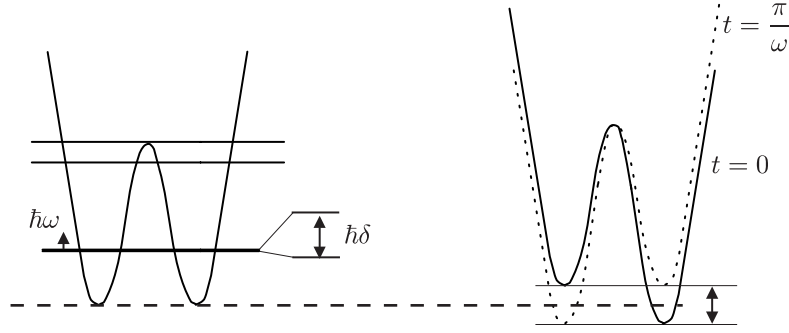


Abbildung 4.26: Einfluss des Treibens auf das Doppeltopfpotential. Ausgehend vom ungestörten Doppeltopf (links) werden die beiden Töpfe durch die externe Kraft periodisch mit der Frequenz ω gegeneinander verschoben.

dieser beiden Parameter auf die Dynamik ist Gegenstand dieses Abschnitts. Mit den folgenden Transformationen gelangt man zu dimensionslosen Koordinaten (dies entspricht formell $\hbar = m = \omega_0 = 1$):

$$\bar{x} = \sqrt{\frac{m\omega_0}{\hbar}}x, \quad \bar{p} = \frac{p}{\sqrt{m\omega_0\hbar}}, \quad \bar{t} = \omega_0 t, \quad \bar{\omega} = \frac{\omega}{\omega_0}, \quad \bar{S} = \frac{S}{\sqrt{m\omega_0^3\hbar}} \quad (4.27)$$

und damit zum Hamilton-Operator (die Querstriche werden der Übersichtlichkeit wegen gleich wieder weggelassen):

$$H(p, x, t) = \frac{p^2}{2} - \frac{1}{4}x^2 + \frac{1}{64D}x^4 + xS \sin(\omega t) \quad (4.28)$$

Der ungestörte Doppeltopf ist hierbei nur durch den Parameter D charakterisiert, der in etwa die Anzahl der Energiedubletts unterhalb der Barriere beschreibt.

Eine analytische Lösung der zugehörigen Schrödinger-Gleichung ist im Allgemeinen nicht möglich. Auch störungstheoretische Methoden können die Dynamik nicht für beliebige Zeiten beschreiben. Die Symmetrie des Hamilton-Operators unter diskreter Zeittranslation $t \rightarrow t - 2\pi/\omega$ erlaubt es aber, den Floquet-Formalismus anzuwenden. Der sog. Floquet-Operator U ist der Zeitentwicklungsoperator, der die Entwicklung über eine Periode des treibenden Feldes beschreibt: (T ist der Zeitordnungsoperator)

$$U = T \exp \left(-i \int_0^{2\pi/\omega} H(t) dt \right) \quad (4.29)$$

Seine Eigenvektoren und Eigenwerte werden als Floquet-Zustände Ψ_α bzw. Quasienergien e_α bezeichnet und können wie folgt dargestellt werden:

$$|\Psi_\alpha(t)\rangle = e^{-ie_\alpha t} |\phi_\alpha(t)\rangle \quad \text{mit} \quad |\phi_\alpha(t + 2\pi/\omega)\rangle = |\phi_\alpha(t)\rangle \quad (4.30)$$

Die Quasienergien treten in Gruppen $e_{\alpha,n} = e_\alpha + n\omega$ (mit $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) auf, wobei aber physikalisch jeweils die gleiche Situation beschrieben wird, so dass man sich auf eine „Brillouin Zone“ mit $-\omega/2 \leq e \leq \omega/2$ beschränken kann.

Der Hamilton-Operator aus Gleichung 4.28 erfüllt noch eine weitere Symmetrie. Für die spezielle Form der harmonischen Störung ist das System invariant unter der Transformation:

$$p \rightarrow -p, \quad x \rightarrow -x, \quad t \rightarrow t + \frac{\pi}{\omega} \quad (4.31)$$

Diese verallgemeinerte Parität erlaubt es die Eigenenergie in Gruppen mit gerader und ungerader verallgemeinerter Parität einzuteilen. Für sehr schwaches Treiben ($S \rightarrow 0$) gilt für die Quasienergien:

$$e_{\alpha,n}^0(S, \omega) = E_\alpha + n\omega; \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.32)$$

wobei E_α die Eigenenergien des ungestörten Doppeltopfs sind.

Für ein Quasienergiepaar $e_{\alpha,n}, e_{\alpha',n'}, \alpha \neq \alpha'$ kann der Differenz $\Delta n = n' - n$ eine physikalische Bedeutung zugeordnet werden. So kann ein Zusammentreffen $e_{\alpha,n} = e_{\alpha',n+\Delta n}$ als ein (Δn) -Photonenübergang interpretiert werden. Für $S > 0$ verliert Gleichung 4.32 ihre Gültigkeit. Trotzdem hat das treibende Feld seinen größten Einfluss in der Nähe von Resonanzen $e_{\alpha,n} \approx e_{\alpha',n'}$.

Nach von Neumann und Wigner (1929) treten Kreuzungen von Quasienergien im Allgemeinen nur an isolierten Punkten im Parameterraum (S, ω) auf, d.h. es ergeben sich typischerweise vermiedene Kreuzungen („avoided crossings“). Liegt aber zusätzlich eine verallgemeinerte Paritätssymmetrie vor, gilt dies nur für Zustände, die zur gleichen Paritätsklasse gehören. Quasienergien, die zu Zuständen unterschiedlicher Parität gehören, können sich kreuzen („exact crossing“) und eine Kreuzungslinie im (S, ω) -Raum mit sich führen.

Mit diesen Grundlagen kann das Tunneln in einem Doppeltopfpotential unter dem Einfluss einer externen Kraft analysiert werden. Ein in einem Topf lokalisierter Zustand kann in guter Näherung als eine Superposition der beiden niedrigsten ungestörten Eigenzustände beschrieben werden ($|\Psi(0)\rangle = (|\Psi_1\rangle + |\Psi_2\rangle)/\sqrt{2}$). Die Zeitentwicklung ist bestimmt durch das Floquet-Zustands-Dublett, das sich aus $|\Psi_1\rangle$ und $|\Psi_2\rangle$ entwickelt, und durch die zugehörige Aufspaltung $e_2 - e_1$ der Quasienergien. Die Zustände $e_{2,-1}$ und $e_{1,1}$ haben unterschiedliche Parität und können sich folglich schneiden. Dies repräsentiert die Tatsache, dass der Zwei-Photonen-Übergang, der die ungestörte Tunnelaufspaltung δ überbrückt, paritätsverboten ist. Im getriebenen Fall kann nun die Differenz $e_{2,-1} - e_{1,1}$ verschwinden und somit die Konsequenz mit sich führen, dass ein Tunneln nicht mehr stattfindet und ein ursprünglich in einem Topf lokalisierter Zustand auch dort bleibt („Coherent Destruction of Tunneling“ (CDT)).

Der Effekt tritt für treibende Frequenzen im Bereich $\delta < \omega < E_3 - E_2$ auf. Für $\omega \rightarrow E_3 - E_2$ ist eine dritte Quasienergie an der Dynamik beteiligt und das CDT existiert nicht mehr. Für $\omega \rightarrow \delta/2$ verlangt das CDT $S \rightarrow 0$ und es folgt der Übergang zum ungestörten Problem.

Im Bereich $\delta \ll \omega \ll E_3 - E_2$ kann das Problem im Rahmen einer Zwei-Moden-Näherung analytisch gelöst werden. Es zeigt sich, dass die Tunnelaufspaltung δ durch eine effektive Aufspaltung δ_{eff} ersetzt werden kann, für die gilt:

$$\delta_{\text{eff}} = \delta J_0 \left(\frac{\epsilon}{\omega} \right) \quad (4.33)$$

Dabei ist J_0 die Besselfunktion nullter Ordnung erster Art und ϵ ist als Matrixelement wie folgt definiert:

$$\epsilon = 2S \langle +|x| - \rangle \quad (4.34)$$

Mit der bekannten Nullstelle der Besselfunktion bei $\epsilon/\omega \approx 2,405$ führt dies zur Bedingung für das CDT:

$$S = \sqrt{m\omega_0 \hbar} \frac{2,405}{2 \langle +|x| - \rangle} \omega \quad (4.35)$$

Diese Idee des getriebenen Doppeltopfpotentials lässt sich mit unserem experimentellen Aufbau direkt umsetzen. Ein asymmetrisches Doppeltopfpotential ergibt sich, falls der Einfallswinkel des Lasers, der die stehende Lichtwelle der Periode λ erzeugt, nicht genau 60° beträgt. Da dieser Winkel durch die am AOD anliegende Radiofrequenz bestimmt ist, kann er auch periodisch moduliert werden. Es ergibt sich ein Potential der Form

$$V(x) = V_1 \sin^2(k \cos(\beta(t))x) + V_2 \sin^2(kx) \quad (4.36)$$

mit

$$\beta(t) = 60^\circ + \varrho_0 \sin(\omega t). \quad (4.37)$$

Allerdings besitzt der Hamilton-Operator nicht die verallgemeinerte Parität. Wegen $\varrho_0 \ll 1$ folgt:

$$\cos(\beta(t)) = \cos(60^\circ) \cos(\varrho_0 \sin(\omega t)) - \sin(60^\circ) \sin(\varrho_0 \sin(\omega t)) \quad (4.38)$$

$$= \frac{1}{2} - \frac{\sqrt{3}}{2} \varrho_0 \sin(\omega t) \quad (4.39)$$

und

$$V(x) = V_1 \sin^2 \left(\frac{1}{2} kx + \phi(x) \sin(\omega t) \right) + V_2 \sin^2(kx) \quad \text{mit} \quad \phi(x) = -\frac{\sqrt{3}}{2} \varrho_0 kx \quad (4.40)$$

Die ortsabhängige Phasenverschiebung $\phi(x)$ verhindert die Erfüllung der verallgemeinerten Parität. Da sich die relative Änderung der Amplitude entlang eines Doppeltopfs im Abstand x_d vom Spiegel verhält wie λ/x_d , kann diese Änderung für große Abstände vom Spiegel vernachlässigt werden und eine konstante Phasenverschiebung $\phi_0 = \sqrt{3} \varrho_0 kx_d/2$ eingeführt werden. Das Potential

$$V(x) = V_1 \sin^2 \left(\frac{1}{2} kx + \phi_0 \sin(\omega t) \right) + V_2 \sin^2(kx) \quad (4.41)$$

erfüllt die verallgemeinerte Parität, so dass der CDT-Effekt auftritt. Diese Näherung beschreibt ein periodisches Doppeltopfpotential, das durch eine stehende Lichtwelle der Periode $\lambda/2$ und eine weitere der Periode λ erzeugt wird, die relativ zueinander um eine Phase $\phi_0 \sin(\omega t)$ verschoben sind.

In Abbildung 4.27 ist die Zeitentwicklung einer Materiewelle im getriebenen periodischen Doppeltopfpotential der Form aus Gleichung 4.41 dargestellt. Der Anfangszustand wurde als Superposition des Grundzustandsdoublets eines Doppeltopfs mit $V_1 = 5 E_{\text{rec}}$ und $V_2 = 11 E_{\text{rec}}$ gewählt. Dieses Potential (vgl. Abbildung 4.3) hat eine Tunnelaufspaltung von $\delta = 2\pi \cdot 768 \text{ Hz}$ (halbe Tunnelzeit 0,65 ms) und eine Oszillationsfrequenz im Einzeltopf von $\omega_0 = 2\pi \cdot 50 \text{ kHz}$. Die Treibfrequenz wurde mit $\omega = 2\pi \cdot 10 \text{ kHz}$ gemäß der CDT-Anforderung zwischen diesen beiden Werten gewählt. Als Amplitude für die maximale Phasenverschiebung wurde $\phi_0 = 0,7007$ gewählt. Es zeigt sich, dass der anfänglich in einem Topf lokalisierte Zustand auch dort lokalisiert bleibt. Dargestellt ist die Entwicklung über den Zeitraum, in dem im ungestörten Fall das Teilchen gerade von einem Topf in den anderen tunnelt (vgl. Abbildung 4.7). Überraschend groß ist noch die Dynamik im Impulsraum. Sie unterscheidet sich aber trotzdem signifikant von jener des ungetriebenen (tunnelnden) Systems, so dass sich dies experimentell klar unterscheiden lässt.

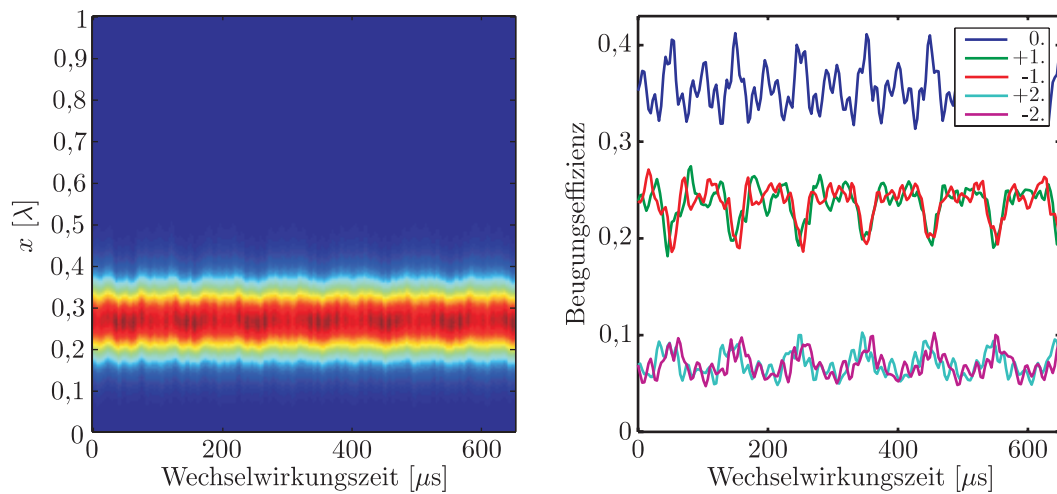


Abbildung 4.27: Dynamik im Orts- (links) und Impulsraum (rechts) im getriebenen Doppeltopf. Die Parameter sind für den Fall des CDT optimiert. Im Ortsraum bleibt die Wellenfunktion im ursprünglichen Topf lokalisiert. Im Impulsraum zeigt sich noch eine gewisse Dynamik, die sich aber signifikant von jener des tunnelnden Teilchens unterscheidet (vgl. Abbildung 4.8).

Das Phänomen des Coherent Destruction of Tunneling ist als Resonanzphänomen in Abbildung 4.28 untersucht. Es ist die Wahrscheinlichkeit für das nicht Verlassen des Ursprungstopfs

$$p = |\langle \Psi_{\text{end}} | \Psi_{\text{anf}} \rangle|^2 \quad (4.42)$$

in Abhängigkeit der Amplitude der Phasenverschiebung dargestellt. Alle in der Simulation verwendeten Parameter stellen für die experimentelle Realisierung kein Problem dar. Sie liegen alle in Bereichen, die mit dem vorgestellten Aufbau direkt erreichbar sind. Folglich sollte nach der systematischen Untersuchung des ungestörten Tunnelns auch der Demonstration des „Coherent Destruction of Tunneling“ nichts mehr im Wege stehen.

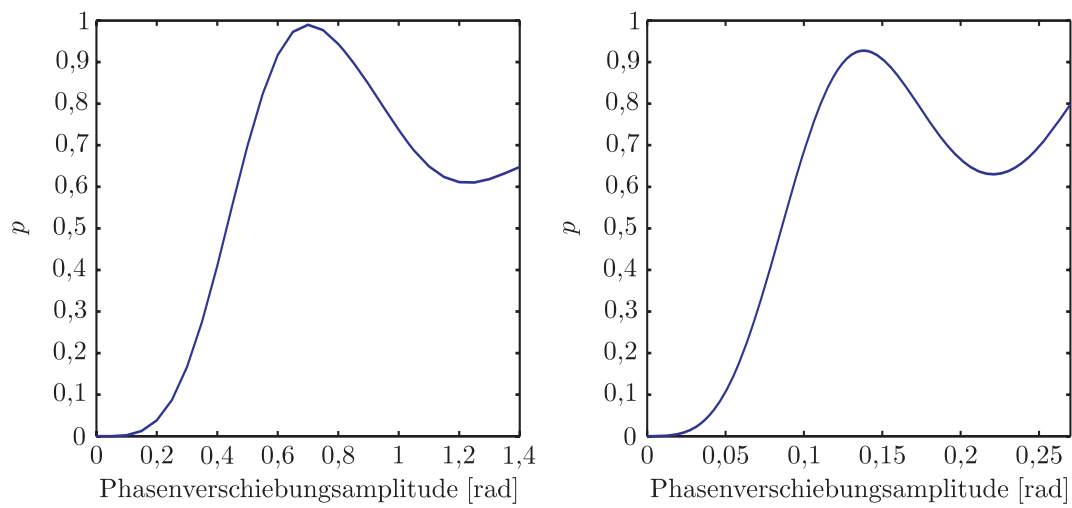


Abbildung 4.28: Wahrscheinlichkeit, dass das Teilchen in einem getriebenen Doppeltopfsystem im ursprünglichen Topf lokalisiert bleibt in Abhängigkeit von der Phasenverschiebungsamplitude. Links für eine treibende Frequenz von $\omega = 2\pi \cdot 10$ kHz und rechts für $\omega = 2\pi \cdot 2$ kHz.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zwei grundlegende quantenmechanische Phänomene studiert, Dispersion und Tunneln. Mit atomaren Materiewellen wurden Systeme vorgestellt, mit denen sich das dispersive Zerfließen eines Wellenpakets bzw. das Tunneln durch eine Barriere kontrollieren bzw. unterdrücken lässt. Ausgangspunkt der Experimente war die Realisierung eines langsamen, intensiven Strahls metastabiler Argonatome als Quelle atomarer Materiewellen.

Die Atomstrahlapparatur wurde in Konstanz ausgehend von einer Anlage realisiert, die eine 3D-magnetooptische Falle für metastabile Argonatome erzeugte. Nach einjährigem Stillstand der Anlage wurde die Optik vollständig neu aufgebaut, sowie Quelle, Kollimator und Zeeman-Slower zur Erzeugung eines langsamen Atomstrahls wieder in Betrieb genommen. Zur Durchführung der geplanten Experimente musste allerdings die Kohärenz des Strahl verbessert werden, ohne einen allzu großen Verlust an atomarem Fluss in Kauf nehmen zu müssen. Hierzu wurde eine 2D-magnetooptische Falle nach dem Zeeman-Slower installiert. Diese wirkt als eine Art Trichter (engl.: Funnel) für den Atomstrahl. Eine fest im Vakuum montierte Einheit, die das notwendige Magnetfeld durch Permanentmagnete erzeugt, fängt den ca. 1 cm großen und sehr divergenten Atomstrahl nach dem Zeeman-Slower ein, lenkt ihn um 42° ab und komprimiert ihn auf einen Durchmesser von einigen $10 \mu\text{m}$. Die Longitudinalgeschwindigkeit kann durch Variation des Stroms in der Spule des Zeeman-Slowers auf Werte von 27-60 m/s eingestellt werden. Die endgültige Kollimation des Atomstrahls erfolgt durch zwei mechanische Spalte, wobei der Zweite in seiner Breite einstellbar ist. Bei voll geöffnetem zweitem Spalt ergibt sich ein Divergenzwinkel von $260 \mu\text{rad}$ und ein Fluss von bis zu 10 000 Atomen pro Sekunde. Mittels eines Multi-Channel-Plate-Detektors ist es möglich die Atome einzeln zu detektieren. Diese Atomstrahlapparatur wurde im Sommer 2003 von Konstanz nach Heidelberg umgezogen. Sie war dort mit nur geringen Modifikationen nach nur wenigen Wochen wieder betriebsbereit.

Mit diesem experimentellen Aufbau wurde die Wechselwirkung atomarer Materiewellen mit einem imaginären Potential untersucht und dabei ein neuartiges nicht zerfließendes Wellenpaket demonstriert. Ein imaginäres (absorptives) Potential kann für metastabile Argonatome durch Laserlicht einer Wellenlänge von 801 nm realisiert werden. Die Absorption eines solchen Photons führt das Atom in den Grundzustand über, so dass es nicht mehr detektiert werden kann. In dem im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experiment trifft eine ebene Materiewelle auf eine solche absorptive stehende Lichtwelle. Im Bereich der Intensitätsmaxima wird die Materiewelle schnell absorbiert und es bilden sich um die Intensitätsminima lokalisierte Wellenpakete aus. Der absorptiven Reduktion der Breite der Pakete steht die Dispersion der Materiewelle entgegen. Das Gleichgewicht beider Prozesse führt zu einem nicht zerfließenden Wellenpaket dessen Form analytisch

angegeben werden kann: Es ist gauß-förmig mit einer quadratischen Phase. Experimentell wird dies demonstriert, indem die Beugungsbilder untersucht wurden, die sich durch Interferenz der einzelnen Wellenpakete in der stehenden Lichtwelle ergeben. So konnte die Formation der Wellenpakete untersucht werden, indem die Wechselwirkungslänge der Atome mit der stehenden Lichtwelle variiert wurde. Zudem konnte das theoretisch vorhergesagte Skalierungsverhalten in Abhängigkeit der Intensität der stehenden Welle demonstriert werden. Ein interferometrischer Aufbau erlaubte es zudem, die Dynamik der räumlichen Phase des Wellenpakets zu untersuchen. Das asymptotisch resultierende Wellenpaket hängt nur von wenigen Parametern wie der Intensität und der 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.

In einem weiteren Experiment wurden wichtige erste Schritte auf dem Weg zum „Coherent Destruction of Tunneling“ (CDT) unternommen. Dabei handelt es sich bisher nur um eine theoretische Vorhersage, die die Kontrolle des Tunnelprozesses in einem Doppelpotential durch Anlegen einer periodischen Störung vorhersagt. Zur Demonstration dieses Effekts beim Tunneln von Atomen durch Lichtpotentiale wurde ein periodisches Doppelpotential realisiert, indem zum Dipolpotential einer stehenden Lichtwelle eines der doppelten Periode hinzugefügt wurde. Dies wurde erreicht, indem ein Laser von einem Spiegel in sich selbst zurückreflektiert wurde und ein weiterer unter einem Winkel von 60° eingestrahlt wurde. Die Symmetrie des Doppelpotentials ist dabei kritisch vom 60° -Winkel abhängig. Es wurde ein Aufbau entwickelt in welchem dieser Winkel durch einen akustooptischen Deflektor kontrolliert wird und reproduzierbar eingestellt werden kann. Durch Untersuchung der Dynamik der Atome im Doppelpot und eine interferometrische Methode wurde die Symmetrie des Doppelpotentials nachgewiesen. Der weitere Weg bis zum CDT wurde numerisch untersucht. Hier zeigt sich, dass es durch einen geeigneten Anstieg des periodischen Doppelpotfs und eine absorptive stehende Lichtwelle möglich ist, adiabatisch Atome jeweils nur in einen der Töpfe zu präparieren. Das Tunneln zwischen den Töpfen sollte dann anhand ihrer Impulsverteilung nachweisbar sein. Kurz vor Fertigstellung dieser Arbeit wurden hierzu bereits erste vielversprechende Experimente durchgeführt. Das für das CDT benötigte Treiben sollte sich dann mit dem realisierten Aufbau vergleichsweise einfach durch periodische Veränderung der AOD-Frequenz realisieren lassen.

So ist es das Nahziel des Experiments erstmals das CDT zu demonstrieren. Anschließend können weitere Parameterbereiche des getriebenen Doppelpotentials untersucht werden (Grifoni und Hänggi, 1998). Auch der Einfluss von Dissipation auf das CDT kann studiert werden (Dittrich *et al.*, 1993).

In einer leicht blau-verstimmten stehenden Lichtwelle kann die Lokalisierung der Atome untersucht werden. Durch dissipative Prozesse ist eine Verbesserung der Lokalisierung und eine Reduktion des Untergrunds zu erwarten (Stützle *et al.*, 2003). Dies könnte die Herstellung periodischer Nanostrukturen wesentlich voranbringen.

Eine völlig andere Anwendung, für deren Realisierung die Anlage signifikant umgebaut werden müsste bzw. wofür sich beim Aufbau eines neuen Experiments die hier gewonnenen Erfahrung sinnvoll einsetzen lassen würden, ist die Altersbestimmung von Wasser mit der Methode des „Atom Trap Trace Analysis“ (ATTA) (Chen *et al.*, 1999). Hierbei werden in einer MOT im Wasser vorhandene seltene Isotope gefangen und nach-

gewiesen. Interessant ist dabei das Isotop ^{39}Ar mit einer Halbwertszeit von 269 Jahren. Die Datierung mit Hilfe des Isotopenverhältnisses $^{39}\text{Ar}/^{40}\text{Ar}$ würde sich ein neues Zeitfenster eröffnen. Denn bisherige Datierungen von Wasser wurden mit Krypton (^{81}Kr $t_{1/2} = 230\,000$ Jahre, ^{85}Kr $t_{1/2} = 10,8$ Jahre) durchgeführt. Mit Argon würde z.B. die Untersuchung der Wasserbewegung in Ozeanen und der Grundwasserdynamik möglich. Durch Optimierung aller Komponenten der Anlage und Verwendung von Recycle-Techniken sollten die notwendigen hohen Effizienzen erreichbar sein.

A Anhang

Eigenschaften von Argon

Das Argon (griechisch: das Träge; wegen seiner chemischen Reaktionsträgheit) ist mit etwa 0,933 Volumen % das häufigste Edelgas in der Erdatmosphäre.

Entdeckt wurde Argon durch Lord Rayleigh und Sir William Ramsay im Jahre 1894. Zu ihrer Entdeckung gelangten die Forscher über den Dichteunterschied von angeblich reinem Stickstoff, den sie aus Luft gewannen, und wirklich reinem Stickstoff, den sie aus Ammoniumnitrat herstellten (Rayleigh und Ramsay, 1895). Der Entdeckung ging die Vermutung der Existenz dieses Elements durch Henry Cavendish voraus. Er hatte Versuche mit Luft durchgeführt, bei denen er alle Komponenten abtrennte und schließlich eine kleine Gasblase zurückbehielt (Cavendish, 1785). Er hatte, ohne es zu wissen, als erster Edelgase abgetrennt.

Heute wird Argon bei der fraktionierten Destillation flüssiger Luft gewonnen. Ebenfalls fällt Argon als Nebenprodukt bei der Ammoniak-Synthese nach dem Haber-Bosch-Verfahren an, da es sich mit ca. 10% im Gasgemisch anreichert. In großen Mengen verwendet man es als Füllstoff in Glühbirnen. Außerdem kommt es bei Entladungslampen (Neonlampe), sowie in Lasern zum Einsatz. In der Technik nutzt man Argon als Inertgas beim Schweißen oder in Feuerlöschanlagen, sowie in der Halbleitertechnik (Herstellung von Silicium- und Germaniumkristallen) als Schutzgas. In der Metallgewinnung verwendet man Argon u. a. bei der Herstellung von Titan und Zirconium. Argon wird wegen seiner geringeren Wärmeleitfähigkeit als Luft auch als wärmeisolierendes Füllgas in Isolierglasscheiben und Trockentauchanzügen eingesetzt.

Die Kalium-Argon-Methode macht sich zu Nutze, dass das gewöhnlich feste Element ^{40}K mit einer Halbwertszeit von 1,3 Milliarden Jahren zum gasförmigen ^{40}Ar zerfällt, welches aus einer Schmelze, nicht aber aus einem Festkörper entweichen kann. So ist es möglich die Erstarrungszeit vulkanischer Materialien zu datieren.

Argon galt lange Zeit als chemisch inert, d.h., es waren keine chemischen Verbindungen von diesem Element bekannt. Erst im Jahr 2000 konnten Chemiker Argonverbindungen unter ganz besonderen Bedingungen herstellen. Einem Team der Universität Helsinki war es gelungen, das stabile Molekül Argonfluorhydrid (HArF) zu synthetisieren. Hierzu bestrahlte man gefrorenes Argon, dem eine kleine Menge Fluorwasserstoff beigegeben wurde, mit UV-Licht (Khriachtchev *et al.*, 2000).

Die Kristallstruktur von festem Argon ist kubisch flächenzentriert. Die Schmelztemperatur beträgt 83,78 K und der Siedepunkt liegt bei 87,29 K. Der kovalente Radius des Argonatoms beträgt 97 pm. Der van der Waals-Radius wird mit 188 pm angegeben.

Massenzahl	Häufigkeit [%]	Atommasse [u]	Kernspin	Halbwertszeit
36	0,337	35,9675	0	stabil
37	0	36,9668	3/2	35,05 d
38	0,063	37,9627	0	stabil
39	0	38,9623	7/2	269 a
40	99,60	39,9624	0	stabil

Tabelle A.1: Übersicht über die wichtigsten Argonisotope.

Wellenlänge	$\lambda = \frac{2\pi}{k}$	= 811,757 nm
Natürliche Breite	$\Gamma = \frac{1}{\tau}$	= $33,1 \cdot 10^6 \frac{1}{s}$
		= $2\pi \cdot 5,26$ MHz
Sättigungsintensität	$I_s = \frac{\hbar\Gamma\omega_0^3}{12\pi c^2}$	= $1,29 \frac{mW}{cm^2}$
Fanggeschwindigkeit	$v_{cap} = \frac{\Gamma}{k}$	= 4,3 m/s
Fangtemperatur	$T_{cap} = \frac{m\Gamma^2}{k_B k^2}$	= 89 mK
Dopplertemperatur	$T_{Doppler} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}$	= 127 μ K
Dopplergeschwindigkeit	$v_{Doppler} = \sqrt{\frac{\hbar\Gamma}{2m}}$	= 0,17 m/s
Rückstoßtemperatur	$T_{rec} = \frac{1}{k_B} \frac{(\hbar k)^2}{2m}$	= 361 nK
Rückstoßgeschwindigkeit	$v_{rec} = \frac{\hbar k}{m}$	= $1,2 \frac{cm}{s}$
Rückstoßfrequenz	$\omega_{rec} = \frac{\hbar k^2}{2m}$	= $4,76 \cdot 10^4 \frac{1}{s}$
		= $2\pi \cdot 7,6$ kHz

Tabelle A.2: Daten zur Atom-Licht-Wechselwirkung von Argon auf dem Übergang $1s_5(J = 2) \leftrightarrow 2p_9(J = 3)$.

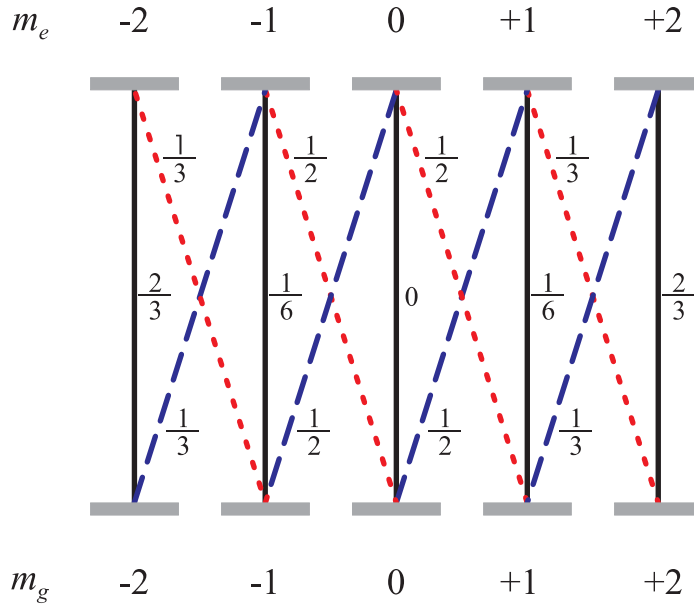


Abbildung A.1: Quadrate der Clebsch-Gordan Koeffizienten für einen $J = 2 \rightarrow J = 2$ Übergang.

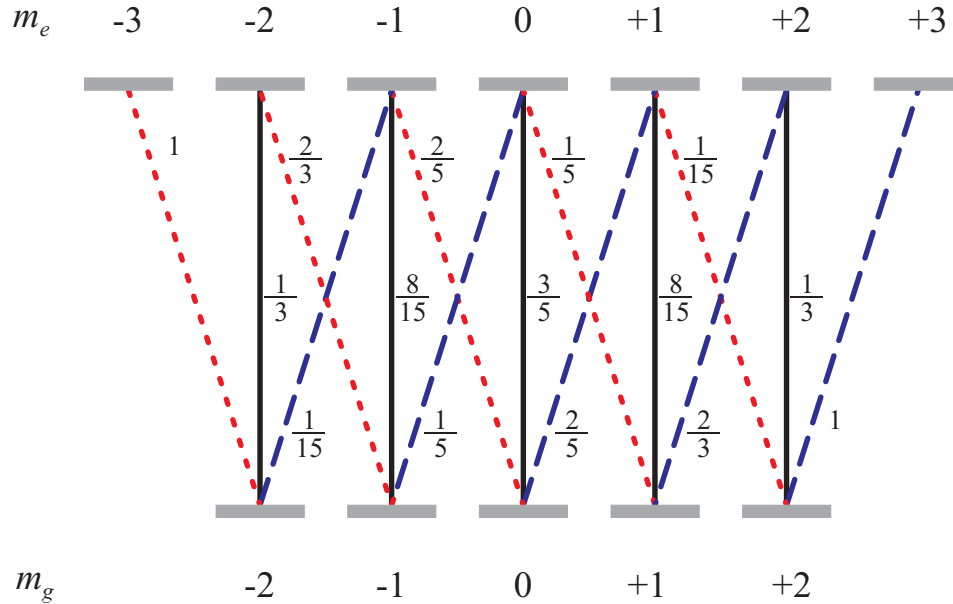


Abbildung A.2: Quadrate der Clebsch-Gordan Koeffizienten für einen $J = 2 \rightarrow J = 3$ Übergang.

Literaturverzeichnis

- C. S. Adams, M. Sigel und J. Mlynek, "Atom Optics", Phys. Rep. **240**, 143 (1994).
- B. Albrecht, "Atomstrahlkollimation durch Laserkühlung mit verkippten Spiegeln", Diplomarbeit, Universität Konstanz (1997).
- M. Anderson, J. Ensher, M. Matthews, C. Wieman und E. Cornell, "Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor", Science **269**, 198 (1995).
- M. Arndt, O. Nairz, J. Vos-Andreae, C. Keller, G. van der Zouw und A. Zeilinger, "Wave-particle duality of C₆₀ molecules", Nature **401**, 680 (1999).
- M.V. Berry und N.L. Balazs, "Nonspreading wave packets", Am. J. Phys. **47**, 264 (1979).
- I. Bialynicki-Birula, M. Kaliński und J.H. Eberly, "Lagrange Equilibrium Points in Celestial Mechanics and Nonspreading Wave Pakets for Strongly Driven Rydberg Electrons", Phys. Rev. Lett. **73**, 1777 (1994).
- I. Bialynicki-Birula und Z. Bialynicka-Birula, "Nonspreading Wave Packets for Rydberg Electrons in Rotating Molecules with Electric Dipole Moments", Phys. Rev. Lett. **77**, 4298 (1996).
- G. Binnig und H. Rohrer, "Scanning tunneling microscopy", IBM Journal of research and development **30** (1986).
- A. Buchleitner und D. Delande, "Nondispersive Electronic Wave Pakets in Multiphoton Processes", Phys. Rev. Lett. **75**, 1487 (1995).
- A. Buchleitner, D. Delande, J. Zakrzewski, "Non-dispersive wave packets in periodically driven quantum systems", Phys. Rep. **368**, 409 (2002).
- S. Burger, K. Bongs, S. Dettmer, W. Ertmer, K. Sengstock, A. Sanpera, G.V. Shlyapnikov und M. Lewenstein, "Dark Solitons in Bose-Einstein Condensates", Phys. Rev. Lett. **83**, 5198 (1999).
- O. Carnal und J. Mlynek, "Young's Double-Slit Experiment with Atoms: A Simple Atom Interferometer", Phys. Rev. Lett. **66**, 2689 (1991).
- H. Cavendish, "Experiments on Air", Philosophical Transactions **75**, 372 (1785).
- X. Chen und J.A. Yeazell, "Observation of a Nondecaying Wave Packet in a Two-Electron Atom", Phys. Rev. Lett. **81**, 5772 (1998).

- C.Y. Chen, Y.M. Li, K. Bailey, T.P. O'Connor, L. Young und Z.-T. Lu, "Untrasensitive Isotope Trace Analyses with a Magneto-Optical Trap", *Science* **286**, 1139 (1999).
- D.O. Chudesnikov und V.P. Yakovlev, "Bragg Scattering on Complex Potentials and Formation of Super-Narrow Momentum Distributions of Atoms in Light Fields", *Laser Phys.* **1**, 110 (1991).
- J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, "Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models", *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).
- J. Dalibard, Y. Castin und K. Mølmer, "Wave-Function Approach to Dissipative Processes in Quantum Optics", *Phys. Rev. Lett.* **68**, 580 (1992).
- K. Davis, M.-O. Mewes, M. Andrews, N. van Druten, D.S. Durfee, D. Kurn und W. Ketterle, "Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms", *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- C. Davisson und L.H. Germer, "Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel", *Phys. Rev.* **30**, 705 (1927).
- M.L. de Broglie, "A Tentative Theory of Light Quanta", *Phil. Mag.* **47**, 447 (1924).
- J. Denschlag, J.E. Simsarian, D.L. Feder, C.W. Clark, L.A. Collins, J. Cubizolles, L. Deng, E.W. Hagley, K. Helmerson, W.P. Reinhardt, S.L. Rolston, B.I. Schneider und W.D. Phillips, "Generating Solitons by Phase Engineering of a Bose-Einstein Condensate", *Science* **287**, 97 (2000).
- C.M. de Sterke und J.E. Sipe, "Application of the split operator fourier transform method to the solution of the nonlinear Schrödinger equation", *AIP Conference Proceedings* **160**, 269 (1986).
- T. Dittrich, B. Oelschlägel und P. Hänggi, "Driven Tunneling with Dissipation", *Europhys. Lett.* **22**, 5 (1993).
- B. Eiermann, T. Anker, M. Albiez, M. Taglieber, P. Treutlein, K.-P. Marzlin und M.K. Oberthaler, "Bright Bose-Einstein Gap Solitons of Atoms with Repulsive Interaction", *Phys. Rev. Lett.* **92**, 230401 (2004).
- A. Einstein, "Zur Quantentheorie der Strahlung", *Phys. Z.* **18**, 121 (1917).
- R. Ettig, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (in Vorbereitung).
- M.V. Fedorov, M.A. Efremov, V.P. Yakovlev und W.P. Schleich, "Dynamics of Spontaneous Radiation of Atoms Scattered by a Resonance Standing Light Wave", *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **97**, 522 (2003).
- R. Frisch, "Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsrückstoßes", *Z. Phys.* **86**, 42 (1933).
- H. Gauck, M. Hartl, D. Schneble, H. Schnitzler, T. Pfau und J. Mlynek, "Quasi-2D Gas of Laser Cooled Atoms in a Planar Matter Waveguide", *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5298 (1998).

- M. Göbel, “Propagation von Materiewellen in imaginären Potentialen”, Diplomarbeit, Universität Konstanz (2004).
- M. Grifoni und P. Hänggi, “Driven Quantum Tunneling”, *Phys. Rep.* **304**, 229 (1998).
- F. Grossmann, T. Dittrich, P. Jung und P. Hänggi, “Coherent Destruction of Tunneling”, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 516 (1991).
- L. Hackermüller, S. Uttenthaler, K. Hornberger, E. Reiger, B. Brezger, A. Zeilinger und M. Arndt, “Wave Nature of Biomolecules and Fluorofullerenes”, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 090408 (2003).
- L. Hackermüller, K. Hornberger, B. Brezger, A. Zeilinger und M. Arndt, “Decoherence of matter waves by thermal emission of radiation”, *Nature* **427**, 711 (2004).
- T.W. Hänsch und A.L. Schawlow, “Cooling of gases by laser radiation”, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975).
- L.G. Hanson und P. Lambropoulos, “Nondispersing Wave Packets in Two-Electron Atoms: Atomic Mode Locking by Loss Modulation”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5009 (1995).
- M.D. Hoogerland, J.P.J. Driessen, E.J.D. Vredenburg, H.J.L. Megens, M.P. Scuver, H.C.W. Beijerinck, K.A.H. Leeuwen: “Bright thermal Atomic Beams by Laser Cooling: A 1400-fold gain in Beam Flux”, *Appl. Phys. B* **62**, 323 (1996).
- Th. Hörner, “Propagation von Materiewellen in periodischen Doppelpotentialen”, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2005).
- F. Hund, “Zur Deutung von Molekelspektren III”, *Zeitschrift für Physik* **43**, 805 (1927).
- K.S. Johnson, J.H. Thywissen, N.H. Dekker, K.K. Berggren, A.P. Chu, R. Younkin und M. Prentiss, “Localization of Metastable Atom Beams with Optical Standing Waves: Nanolithography at the Heisenberg Limit”, *Science* **280**, 1583 (1998).
- M. Kalinski, J.H. Eberly, J.A. West und C.R. Stroud Jr., “Rutherford atom in quantum theory”, *Phys. Rev. A* **67**, 032503 (2003).
- M.E. Kaminsky, R.T. Hawkins, F.V. Kowalski und A.L. Schawlow, “Identification of Absorption Lines by Modulated Lower-Level Population: Spectrum of Na₂”, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 671 (1976).
- H. Katori und F. Shimizu, “Lifetime measurements of the 1s₅ metastable state of Argon and Krypton with a magneto-optical trap”, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3545 (1993).
- J. Kawanaka, M. Hagiuda, K. Shimizu und H. Takuma, “Generation of an Intense Low-Velocity Metastable-Neon Atomic Beam”, *Appl. Phys. B* **56**, 21 (1993).
- W.D. Keith, C.R. Ekstrom, Q.A. Turchette und D.E. Pritchard, “An Interferometer for Atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2693 (1991).
- L. Khaykovich, F. Schreck, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, L.D. Carr, Y. Castin und C. Salomon, “Formation of a Matter-Wave Bright Soliton”, *Science* **296**, 1290 (2002).

- L. Khriachtchev, M. Pettersson, N. Runeberg, J. Lundell und M. Räsänen, “A stable argon compound”, *Nature* **406**, 874 (2000).
- E. Kierig, Dokotrarbeit, Universität Heidelberg (in Vorbereitung).
- H. Maeda und T.F. Gallagher, “Nondispersing Wave Packets”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 133004 (2004).
- H. Maeda, D.V.L. Norum und T.F. Gallagher, “Microwave Manipulation of an Atomic Electron in a Classical Orbit”, *Science* **307**, 1757 (2005).
- P.J. Martin, B.G. Oldaker, A.H. Miklich und D.E. Pritchard, “Bragg Scattering of Atoms from a Standing Light Wave”, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 515 (1988).
- B.S. Mecking und P. Lambropoulos, “Laser Excitation of Radial-Angular Rydberg Wave Packets”, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1743 (1999).
- D. Meschede und H. Metcalf, “Atomic nanofabrication: atomic deposition and lithography by laser and magnetic forces”, *J. Phys. D* **36**, R17 (2003).
- H.J. Metcalf und P. van der Straten, “Laser Cooling and Trapping”, Springer-Verlag (1999).
- P.E. Moskowitz, P.L. Gould, S.R. Atlas und D.E. Pritchard, “Diffraction of an atomic beam by standing-wave radiation”, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 370 (1983).
- T. Müller-Seydlitz, M. Hartl, B. Brezger, H. Hänsel, C. Keller, A. Schnetz, R.J.C. Spreeuw, T. Pfau und J. Mlynek, “Atoms in the Lowest Motional Band of a Three-Dimensional Optical Lattice”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1038 (1997).
- J. von Neumann und E. Wigner, “Über das Verhalten von Eigenwerten bei adiabatischen Prozessen”, *Physik. Z.* **30**, 467 (1929).
- M.K. Oberthaler, R. Abfalterer, S. Bernet, C. Keller, J. Schmiedmayer und A. Zeilinger, “Dynamical Diffraction of Atomic Matter Waves by Crystals of Light”, *Phys. Rev. A* **60**, 456 (1999).
- M.K. Oberthaler und T. Pfau, “One-, two- and three-dimensional nanostructures with atom lithography”, *J. Phys. Condens. Matter* **15**, R233 (2003).
- F. Pereira Dos Santos, J. Léonard, Junmin Wang, C.J. Barrelet, F. Perales, E. Rasel, C.S. Unnikrishnan, M. Leduc und C. Cohen-Tannoudji, “Bose-Einstein Condensation of Metastable Helium”, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3459 (2001).
- W.D. Phillips und H. Metcalf, “Laser Deceleration of an Atomic Beam”, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982).
- E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. Pritchard, “Trapping of Neutral-Sodium Atoms with Radiation Pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- L. Rayleigh und W. Ramsay, “Argon, a new constituent of the atmosphere”, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* **186**, 187 (1895).

- E. Riis, D.S. Weiss, K.A. Moler und S. Chu, “Atom Funnel for the Production of a Slow, High-Density Atomic Beam”, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1658 (1990).
- A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C.I. Westbrook und A. Aspect, “A Bose-Einstein Condensate of Metastable Atoms”, *Science* **292**, 461 (2001).
- D. Schneble, M. Hasuo, T. Anker, T. Pfau und J. Mlynek, “Integrated atom-optical circuit with continuous-wave operation”, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 648 (2003).
- A. Schnetz, “Aufbau und Charakterisierung einer magneto-optischen Falle für metastabile Argon-Atome”, Dissertation, Universität Konstanz (1995).
- A. Scholz, M. Christ, D. Doll, J. Ludwig und W. Ertmer, “Magneto-optical preparation of a slow, cold and bright Ne* atomic beam”, *Opt. Comm.* **111**, 155 (1994).
- E. Schrödinger, “Quantisierung als Eigenwertproblem”, *Annalen der Physik* **4**, 109 (1926).
- E. Schrödinger, “Der stetige Übergang von der Mikro- zur Makromechanik”, *Naturwissenschaften* **14**, 664 (1926).
- C.G. Shull, “Observation of Pendellösung Fringe Structure in Neutron Diffraction”, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1585 (1968).
- N.E. Small-Warren und L.-Y. Chow Chiu, “Lifetime of the metastable 3P_2 and 3P_0 states of rare-gas atoms”, *Phys. Rev. A* **11**, 1777 (1975).
- P. Spoden, M. Zinner, N. Herschbach, W.J. van Drunen, W. Ertmer und G. Birkl, “Collisional Properties of Cold Spin-Polarized Metastable Neon Atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 223201 (2005).
- M. Störzer, “Realisierung eines langsamen, intensiven Strahls metastabiler Argonatome”, Diplomarbeit, Universität Konstanz (2003).
- K.E. Strecker, G.B. Partridge, A.G. Truscott und R.G. Hulet, “Formation and propagation of matter-wave soliton trains”, *Nature* **417**, 150 (2002).
- R. Stützle, D. Jürgens, A. Habenicht, M.K. Oberthaler, “Dissipative light masks for atomic nanofabrication”, *J. Opt. B* **5**, S164 (2003).
- 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 und W.P. Schleich, “Observation of Nonspreading Wave Packets in an Imaginary Potential”, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 110405 (2005).
- C.I. Sukenik und H.C. Busch, “Simultaneous trapping of rubidium and metastable argon in a magneto-optical trap”, *Phys. Rev. A* **66**, 051402(R) (2002).
- A. ten Wolde, L.D. Noordam, A. Lagendijk und H.B. van Linden van den Heuvell, “Observation of Radially Localized Atomic Electron Wave Packets”, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2099 (1988).

A.S. Tychkov, T. Jelten, J.M. McNamara, P.J.J. Tol, N. Herschbach, W. Hogervorst und W. Vassen, “A large atom number metastable helium Bose-Einstein Condensate”, cond-mat/0510006 (2005).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben.

- Prof. Dr. Markus Kurt Oberthaler, der mir die Möglichkeit gab an einem spannenden und gut ausgestatteten Experiment mitarbeiten zu dürfen. Sein unendlicher Optimismus und seine Begeisterung für die Physik sind unvergleichlich.
- Prof. Dr. Jörg Schmiedmayer, der sich bereit erklärt hat, die vorliegende Arbeit zu begutachten.
- Prof. Dr. Wolfgang P. Schleich und Prof. Dr. V.P. Yakovlev, denen wir nicht nur die Idee zum nicht zerfließenden Wellenpaket verdanken, sondern die in der folgenden Zusammenarbeit auch zum Erfolg des Experiments beigetragen haben.
- Lisa Kierig, meiner Mitdotorandin, mit der ich nun fast zwei Jahre das Labor teilen durfte. Ihr danke ich für viele (physikalische) Diskussionen sowie die unkomplizierte, loyale und schlichtweg unvergleichliche Zusammenarbeit. Wir haben viel gelacht, geflucht und uns auch mal über kleine Erfolge gefreut.
- Ramona Ettig, dem Sonnenschein in unserem dunklen Labor. Sie musste eine schlimme Durststrecke des Experiments überstehen und hat dennoch neuen Schwung in unser Team gebracht. Ihr danke ich herzlich für viel Spaß in und außerhalb des Labors.

Den Bewohnerinnen des GirlsCamp im Tunnellabor wünsche ich weiterhin viel Erfolg im Kampf gegen die widerspänstigen Argonatome. Ich freue mich, dass „mein Experiment“ in guten Händen gelandet ist.

- Thomas Hörner, unverzichtbarer Fachmann für alle Elektronikfragen. Tapferer, engagierter und humorvoller Mitstreiter während der düsteren Anfangsphase der Doppeltöpfe.
- Martin Göbel war ein tatkräftiger Helfer beim Umzug von Konstanz nach Heidelberg. Seinem großen Einsatz verdankt das nicht zerfließende Wellenpaket seine Existenz.
- Martin Störzer, ohne ihn als genialen Bastler wäre die Maschine so nie entstanden. Durch ihn habe ich ganz neue Einsatzfelder für Gewindestangen kennengelernt.

- Igor Mourachko danke ich für die numerischen Simulationen, die wesentlich zum Verständnis der interferometrischen Phasenmessung beigetragen haben.
- Den Mitstreitern aus dem Bereich der unkondensierten Atome: Meinem Doktoranden aus der Frühzeit Dirk Jürgens und seinen Diplomanden Alexander Greiner und Anja Habenicht, sowie dem fliegenden Gast-Holländer Edwin te Sligte. Die lockere und kreative Atmosphäre bei der Zusammenarbeit mit dem Nachbarlabor wusste ich sehr zu schätzen.
- Den Kollegen aus dem Bereich der kondensierten Atome: Michael Albiez, Thomas Anker, Mary-Jo Bellanca, Jonas Fölling, Karen Forberich, Rudolf Gati, Borge Hemmerling, Stefan Hunsmann, Matthias Taglieber, Philipp Treutlein. Jeder hat auf seine eigene Art und Weise zur guten Stimmung in der Gruppe beigetragen.
- (ich habe ihn nicht vergessen, er bekommt natürlich ein eigenes „item“): Bernd Eiermann. Treue Seele, selbstloser Mensch, angenehmer Mitbewohner und immer bereiter Gesprächspartner.
- Allen wissenschaftlichen und nicht wissenschaftlichen Mitarbeitern der Universitäten Konstanz und Heidelberg. In Konstanz sei speziell Ute Hentzen, Stefan Hahn und Stefan Eggert gedankt.
- Allen Korrekturlesern dieser Arbeit für die Verbesserungsvorschläge und das Opfern ihrer wertvollen Zeit.
- Das Letzte aber dafür größte Dankeschön geht an meine Eltern, die mich stets in jeder Hinsicht bedingungslos unterstützt haben.