

**Fakultät für Physik und Astronomie**  
**Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg**

Diplomarbeit  
im Studiengang Physik

vorgelegt von  
**Arne Schietinger**  
aus Bad Mergentheim

2007



# Einzelphotonstrahlteiler und Atominterferometrie

Die Diplomarbeit wurde ausgeführt von Arne Schietinger am  
Kirchhoff-Institut für Physik  
unter der Betreuung von  
Herrn Prof. Dr. M. K. Oberthaler



## **Einzelphotonstrahlteiler und Atominterferometrie**

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Dynamik eines kohärenten Strahls metastabiler Argonatome in verschiedenen Lichtpotentialen untersucht. Insbesondere wurde die resultierende Impulsverteilung bzw. der Effekt der Beugung - sowohl im Bragg- als auch im Raman-Nath-Regime - betrachtet. Diese Untersuchungen schaffen die Grundlage zum experimentellen Nachweis der Kohärenz folgender beider Prozesse: Die direkte Aussendung eines spontan emittierten Photons in einen kleinen Raumwinkel senkrecht zu einer Spiegeloberfläche zum einen; die Aussendung dieses Photons in entgegengesetzte Richtung mit anschließender Reflexion an einem dem Atom benachbarten Spiegel zum anderen. Als Nachweis dient die Impulsänderung der Atome. Das ausgesendete einzelne Photon zusammen mit dem Spiegel bewirkt eine Präparation des Atomzustandes in einer Überlagerung zweier möglicher Impulszustände. Daher bezeichnen wir jene Konfiguration als „Einzelphotonstrahlteiler“. Auf dem Weg zu dessen praktischer Umsetzung wurde ein Mach-Zehnder-Atominterferometer realisiert und charakterisiert. Drei separate stehende Lichtwellen bilden einen Strahlteiler für die Atome, fungieren als Spiegel und führen die Atomstrahlen wieder zusammen. Ein Neudesign des Spiegelaufbaus ist allerdings als Ergebnis der durchgeführten Vorversuche nötig, um bessere Stabilität gegenüber Vibrationen des Aufbaus im Vakuum zu gewährleisten.

## **Single Photon Beam Splitter and Atom Interferometry**

This diploma thesis studies the dynamics of a coherent beam of metastable argon atoms in different light potentials. Particularly, the resulting momentum distribution and the effect of diffraction were considered, both in the regime of Bragg scattering and in the Raman-Nath-regime. The main aim was the verification of the coherence of two distinct processes: Firstly, direct spontaneous emission of a photon and secondly emission in opposing direction followed by reflection from a proximate mirror. Not the photons were detected but the correlated momentum shifts of the atoms. The combination of the single photon and the mirror prepares an atomic state that is a superposition of two possible momentum-states. Thus we call this configuration “single photon beam splitter“. During the practical implementation we built and characterized a Mach-Zehnder-atom-interferometer. Three separate standing light waves act as a beamsplitter, a mirror for the atoms, and finally reunite the atomic beams. However, during the experiments an instability of the interferometer caused by vibrations of the mirror in the vacuum chamber became apparent requiring a redesign of the configuration.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>5</b>
2.1	Von der Schrödingergleichung zur Beschreibung über Impulseigenzustände	6
2.2	Propagation im Potential	10
2.2.1	Raman-Nath-Regime	10
2.2.2	Bragg-Regime	12
2.2.3	Numerische Simulation der Dynamik	16
<b>3</b>	<b>Single Photon Beam Splitter an der Argonstrahlapparatur</b>	<b>21</b>
3.1	Kollimation des Atomstrahls durch zwei Spalte	21
3.2	Argon und seine Übergänge	22
3.3	Prinzip des Single Photon Beam Splitter	25
3.4	Abschätzung des interferierenden Anteils	27
<b>4</b>	<b>Experimentelle Umsetzung</b>	<b>31</b>
4.1	Bildverarbeitung	31
4.2	Streuung an laufender und stehender 714er-Welle	33
4.3	Gewährleisten der Nähe zum Spiegel	37
4.4	Einfluss eines näherrückenden Spiegels auf die Impulsverteilung	38
4.5	Spiegelhalterung mit Flexure	40
4.5.1	Montage beider Spiegel	40
4.5.2	Eichung der Flexure	42
4.6	Zweistrahlint interferometer	43
4.6.1	Anordnung mit senkrechtem Einfall	44
4.6.2	Anordnung mit Braggeinfall auf die Stehwellen	45
4.7	Dreistrahln-Interferometer nach Mach-Zehnder	48
4.7.1	Prinzipieller Aufbau	49
4.7.2	Optimierung der Breite der Stehwellen: Ausmessen des $\pi$ -Pulses	50
4.7.3	Erfolgreiche Realisation des Mach-Zehnder-Interferometers	54
4.8	Untersuchung der Vibrationen	61

*Inhaltsverzeichnis*

<b>5 Zusammenfassung, Rückblick und Ausblick</b>	<b>65</b>
<b>A Stabilisierung des 714nm-Lasers</b>	<b>69</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>73</b>

# 1 Einleitung

Noch zu Beginn des 20. Jahrhunderts nahm man an, dass Licht und andere elektromagnetische Strahlungen genauso wie Schall nichts anderes sind als Wellen. Ebenso wurden den Bausteinen der Materie wie Atomen, Elektronen und Protonen einzig und alleine Teilcheneigenschaften zugesprochen. Doch in den drei ersten Jahrzehnten des 20. Jahrhunderts hat die Quantenmechanik eine grundlegende Erweiterung unseres physikalischen Denkens gebracht: Wellen wie Licht wurden auch Teilcheneigenschaften zugeschrieben, Teilchen können sich wie Wellen verhalten, zeigen also Beugung und Interferenz.

1924 wurde von Louis de Broglie in Analogie zu den Quanteneigenschaften von Licht postuliert, dass Materie Wellennatur besitzt [1]. Ein erster Nachweis gelang bei der Beugung von Elektronen an einem Nickelkristall [2]. Mittlerweile bestätigen Interferenzexperimente mit neutralen Atomen [3] und selbst großen Molekülen [4] den Wellencharakter.

Noch einen Schritt weiter weg von ehemals gängigen Denkstrukturen geht der physikalische Forschungsbereich der Atomoptik: Hier bilden nicht nur Materiewellen einen Grundpfeiler, sondern auch Licht als Prototyp einer Welle wird verwendet, um zum Beispiel Beugung zu bewirken. Die Rollen von Licht und Materie aus der klassischen Optik werden hier umgekehrt. Nachdem bereits 1933 die Ablenkung eines Natriumstrahls durch resonantes Licht gezeigt wurde [5], ist man heute in der Lage, entsprechend den Elementen der klassischen Lichtoptik auch für Materiewellen Spiegel, Linsen und Strahlteiler aus Licht zu realisieren. Ein Überblick findet sich in [6].

Diese Arbeit stellt das Konzept eines neuartigen atomoptischen Strahlteilers vor. Prinzipiell wird lediglich die spontane Emission eines Photons in der Nähe eines Spiegels benutzt um die Wellenfunktion eines Atoms kohärent in zwei Impulszustände aufzuspalten. Konkret bietet die innere Struktur des verwendeten Elementes Argon viele Vorteile sowohl bei der Präparation als auch bei der Detektion. Auf die Geschwindigkeit von etwa 30m/s abgebremste und kollimierte metastabile Argonatome werden einem anderen inneren Übergang als dem geschlossenen Kühlübergang unterzogen. Von dem angeregten Zustand aus emittieren die Atome spontan ein Photon der Wellenlänge  $\lambda \approx 795\text{nm}$ . Dabei erfahren sie eine Impulsänderung, die für uns direkt beobachtbar ist, falls sie transversal zur Atomstrahlrichtung geschieht. Befindet sich nun ein Spiegel nahe (im Bereich von wenigen  $\mu\text{m}$ ) dem emittierenden Atom, so ist es einem Beobachter, der auf die Spiegeloberfläche blickt und ein Photon wahrnimmt, nicht möglich zu sagen, ob jenes

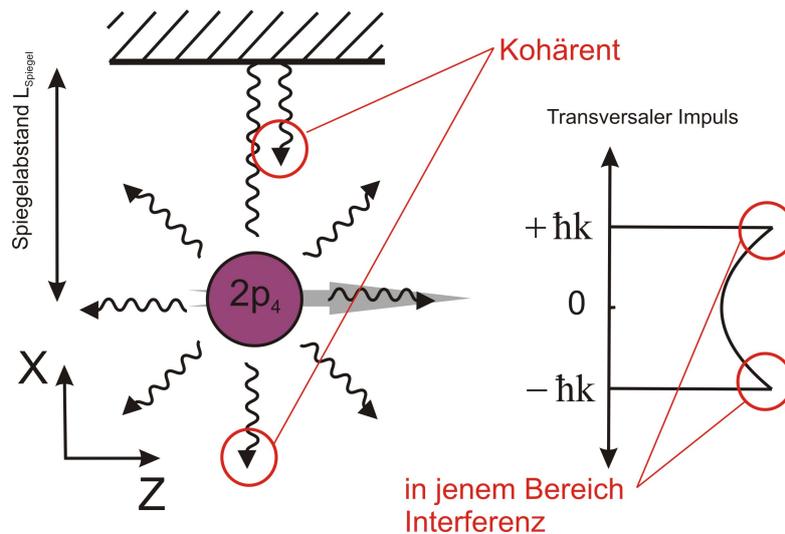
## Kapitel 1 Einleitung

### Photon

- direkt in Richtung des Beobachters entsandt wurde oder
- in Richtung des Spiegels emittiert und anschließend reflektiert wurde.

Beide Prozesse sind ununterscheidbar, und folglich befindet sich das Atom anschließend in einer Superposition beider Möglichkeiten, was zu Interferenzerscheinungen führen kann. Abbildung (1.1) stellt die relevanten Prozesse dar. Das besondere Energieniveauschema von Argon eröffnet die einzigartige Möglichkeit, einen atomoptischen Strahlteiler zu realisieren, bei dem alleine die spontane Aussendung eines Photons eine kohärente Superposition von zwei Impulszuständen schafft. Der Begriff des Einzelphotonstrahlteilers („Single Photon Beam Splitter“, SPBS) soll diese Besonderheit charakterisieren. Gerade die Tatsache, dass der sonst die Kohärenz eines Systems zerstörende Effekt der spontanen Emission hier sogar dazu genutzt wird, eine solche überhaupt erst aufzubauen, widerspricht der Intuition und verdeutlicht die faszinierenden und besonderen Möglichkeiten der zugrunde liegenden Quantenmechanik.

Experimentell werden nicht die Photonen, sondern deren Auswirkung auf die atoma-



**Abbildung 1.1:** Schematische Darstellung der spontanen Emission und der sich ergebenden transversalen Impulsverteilung.

re Bewegung in Form einer Impulsänderung betrachtet. Mittels Braggbeugung an einer stehenden Lichtwelle im Strahlverlauf können die beiden kohärenten Impulszustände gemischt und deren Interferenz sichtbar gemacht werden.

Gegenstand und Ziel meiner Diplomarbeit war die experimentelle Demonstration obiger Interferenzerscheinungen. Zur Justierung des Spiegelaufbaus im Vakuum wurden atominterferometrische Methoden verwendet, insbesondere wurde ein Mach-Zehnder-Atominterferometer realisiert. Hierbei allerdings stellten wir eine Instabilität der Spiegel

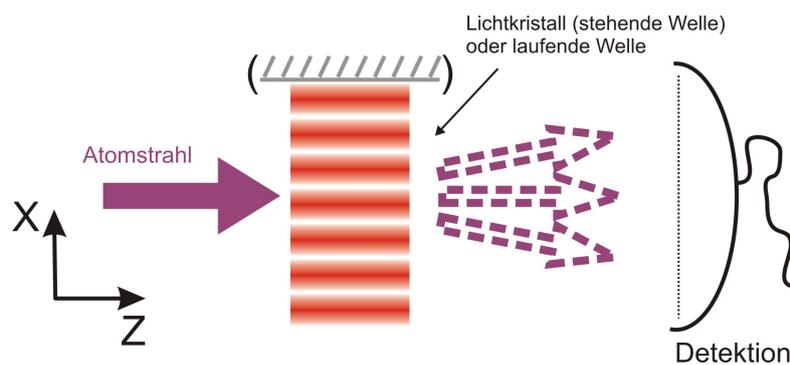
gegenüber Vibrationen fest, welche untersucht wurde und ein Neudesign nötig machte. Speziell anfällig für Schwingungen war die verwendete Flexure, die die Phase der mischenden Stehwelle durchfahren sollte. Mein Kollege Jiří Tomkovič implementierte eine neue Konfiguration und wird die Messungen vollenden. Schon hier sei auf seine Diplomarbeit verwiesen.

Diese Diplomarbeit ist wie folgt gegliedert: Die zugrundeliegende Theorie wird dargestellt in Kapitel 1, allgemein die der Wechselwirkung zwischen Atomen und stehenden Lichtfeldern, speziell jene der Beugungserscheinungen. Das zweite Kapitel befasst sich mit dem verwendeten System der Argon-Strahl-Apparatur und dem Prinzip des Einzelphotonstrahlteilers, bevor in Kapitel 3 der konkrete Weg zur Umsetzung besprochen und auf die Maßnahmen zur Justage der Spiegel eingegangen wird; speziell wurde Atominterferometrie angewandt, sowohl der Versuch einer Zweistrahlordnung wurde vorgenommen, als auch eine Dreistrahlkonfiguration konnte umgesetzt werden. Hier werden auch die Grenzen der angestrebten ersten Version des „Single Photon Beam Splitters“ aufgezeigt. Das letzte Kapitel bietet eine Zusammenfassung, einen Rückblick sowie einen kurzen Ausblick auf die erfolgten Messungen mit dem neuen Spiegelaufbau. Im Anhang sind einige Informationen zur Stabilisierung des Lasers der Wellenlänge 714nm gegeben.

*Kapitel 1 Einleitung*

## 2 Theorie

Die Beugung von Materiewellen an Lichtwellen stellt den zentralen Aspekt der vorliegenden Arbeit dar. Alle durchgeführten Experimente sind im Grunde genommen auf folgendes Schema zu reduzieren: Ein langsamer kollimierter und kohärenter Strahl me-



**Abbildung 2.1:** Prinzip eines Beugungsexperiments.

tastabiler Argonatome erfährt Beugung an transversal kreuzenden laufenden oder stehenden Lichtwellen („Lichtkristallen“). Dadurch wird der Transversalimpuls der Atome geändert, was nach ca. 1m freier Flugstrecke eine genügend veränderte räumliche Verteilung bewirkt, die mittels eines Detektors bestimmt wird.

In diesem Kapitel soll nun die quantenmechanische Theorie der Argonatome im Lichtfeld dargelegt werden, wobei das gängige Modell des Zwei-Niveau-Atoms erweitert wird um die Zerfallsmöglichkeit des angeregten Zustands in ein drittes Niveau. Ausgehend von der Schrödingergleichung erhält man ein äquivalentes Differentialgleichungssystem. Näherungen erlauben es, die Dynamik der Atom-Licht-Wechselwirkung je nach Länge der Wechselwirkungszone und Höhe des Potentials in das Raman-Nath- oder das Bragg-Beugungs-Regime einzuteilen.

## 2.1 Von der Schrödingergleichung zur Beschreibung über Impulseigenzustände

### Zwei-Niveau-Betrachtung

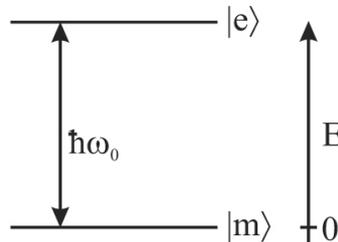
Zuerst wird hier die Theorie für ein Zwei-Niveau-Atom behandelt, die dann anschließend auf ein Drei-Niveau-Atom erweitert wird. Die Dynamik eines quantenmechanischen Teilchens wird durch die zeitabhängige Schrödingergleichung beschrieben:

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

Lediglich in Sonderfällen, wie zum Beispiel bei Spin 1/2 Teilchen im harmonisch oszillierenden Magnetfeld, lässt sich eine analytische Lösung hiervon angeben [7]; in der Regel ist man auf numerische Lösungsverfahren angewiesen. Befasst man sich mit nahresonantem Licht zum betrachteten atomaren Übergang, so brauchen andere Anregungen wegen der dort zu großen Verstimmung gegenüber dem Laserlicht nicht beachtet zu werden, und man kann sich auch für ein reales Atom auf die Theorie des reinen Zwei-Niveau-Systems beschränken. Für ein Zwei-Niveau-Atom lässt sich die Wellenfunktion zweigeteilt anschreiben:

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = (\psi_e(\mathbf{r}, t), \psi_m(\mathbf{r}, t)) \quad (2.2)$$

mit den Zuständen  $|m\rangle$  und  $|e\rangle$ . Nachfolgende Betrachtung orientiert sich an [6].



**Abbildung 2.2:** Zwei-Niveau-System aus angeregtem Zustand  $|e\rangle$  und Grundzustand  $|m\rangle$ . Beide Niveaus sind durch die Energie  $\hbar\omega_0$  getrennt.

Der Hamiltonoperator des Systems wird aufgeteilt in einen atomaren Teil und einen, der die Wechselwirkung zwischen Feld und Atom beschreibt:

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_{AF}. \quad (2.3)$$

$\hat{H}_A$  setzt sich zusammen aus kinetischem Term und dem Term der internen Freiheitsgrade, wie der Anregung der Energieniveaus der Elektronen. Im System von Abbildung 2.2 mit Energienullpunkt  $|m\rangle$  schreibt sich dies:

$$\hat{H}_A = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2M} + \hbar\omega_0|e\rangle\langle e|, \quad (2.4)$$

## 2.1 Von der Schrödingergleichung zur Beschreibung über Impulseigenzustände

wobei  $M$  die Atommasse ist. In der Atom-Feld-Wechselwirkung wird das Strahlungsfeld quantisiert, und man unterscheidet: Zum einen die wenigen makroskopisch besetzten Moden im Falle von Laserlicht, die als klassische Variablen behandelt werden können und eine als konstant zu sehende Besetzungszahl gegenüber den wenigen gestreuten Photonen besitzen ( $\hat{H}_{AL}$ ). Zum anderen die nicht populierte Vakuump-Moden, welche die Rolle eines „thermischen Reservoirs“ einnehmen und für dissipative Prozesse wie die spontane Emission verantwortlich sind ( $\hat{H}_{AR}$ ). Jener Effekt wird erst später über einen phänomenologischen Zerfallsterm von  $|e\rangle$  einbezogen.

$$\hat{H}_{AF} = \hat{H}_{AL} + \hat{H}_{AR}. \quad (2.5)$$

$\hat{H}_{AL}$  wird nun in der so genannten elektrischen Dipolnäherung ausgewertet. Diese Näherung für lange Wellenlängen ist hier gültig, da man sich mit optischen Feldern ( $\lambda \sim 10^{-7}$  m) auseinandersetzt. Auf atomaren Längenskalen ( $a_0 \sim 1\text{\AA}$ ) ändert sich das elektrische Feld ausgehend von der Schwerpunktskoordinate  $\mathbf{r}$  des Atoms also nur sehr wenig. Mit der Definition des Dipoloperators  $\hat{\mathbf{d}}$ :

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

wo  $\boldsymbol{\epsilon}_{\xi}$  einen Einheitsvektor längs der Quantisierungsachse meint und  $d_{me} = |\langle m|\hat{\mathbf{d}}|e\rangle|$  das Dipolmatrixelement darstellt, schreibt sich der Wechselwirkungsterm zu

$$\hat{H}_{AL} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_{\mathbf{L}}(\mathbf{r}, t). \quad (2.7)$$

Es wird nun die Wechselwirkung mit einer eindimensionalen stehenden Welle untersucht: Nimmt man zur Erzeugung der Stehwelle einen ebenen Spiegel an, befinden sich die Orte stationärer Phase, und folglich die Gitterebenen des Lichtkristalls, parallel zur Spiegeloberfläche. Eine Stehwelle in  $x$ -Richtung (also senkrecht zum Atomstrahl, der in  $z$ -Richtung propagiert) mit der Polarisation  $\epsilon$ , der Amplitude  $E_0$ , dem Wellenvektor  $k$ , der in  $x$ -Richtung zeigt, und der Frequenz  $\omega$  ergibt:

$$\mathbf{E}_{\mathbf{L}} = \epsilon E_0 \cos(kx) \cos(\omega t). \quad (2.8)$$

Hiermit lässt sich nun der Hamiltonoperator  $\hat{H}_A + \hat{H}_{AL}$  in der Basis  $\{|e\rangle, |m\rangle\}$  schreiben als:

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

Die eingeführte Rabi-Frequenz

$$\Omega = [\boldsymbol{\epsilon}_{\xi} \cdot \boldsymbol{\epsilon}] d_{me} E_0 / \hbar \quad (2.10)$$

beschreibt die Kopplung zwischen Atom und Feld und vereinfacht sich zu  $\Omega = d_{me} E_0 / \hbar$ , wenn wie hier im Zwei-Niveau-System das atomare Dipolmoment parallel zur linearen

Feldpolarisation steht. Die beiden Außerdiagonalelemente in (2.9) stehen für die kohärenten Prozesse der Absorption bzw. stimulierten Emission und verdeutlichen ein Oszillieren der Besetzungswahrscheinlichkeiten der Levels  $|m\rangle$  und  $|e\rangle$ . Im Folgenden wird nun der Hamiltonoperator (2.9) in das Dirac'sche Wechselwirkungsbild transformiert, wobei man von der festen Basis  $\{|e\rangle, |m\rangle\}$  übergeht in ein mitrotierendes System. Hierzu wird  $\hat{H}$  aufgeteilt in einen zeitunabhängigen Teil  $\hat{H}_0$  und einen zeitabhängigen Teil; jener transformiert sich mit dem Zeitentwicklungsoperator  $\hat{U} = \exp(-\frac{i}{\hbar}\hat{H}_0 t)$ :

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

was liefert:

$$\tilde{H} = \frac{\hat{p}^2}{2M} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \hbar \begin{pmatrix} (\omega_0 - \omega) & -\frac{\Omega}{2} \cos(kx)(1 + \exp(+i2\omega t)) \\ -\frac{\Omega}{2} \cos(kx)(1 + \exp(-i2\omega t)) & 0 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

Die *rotating wave approximation* vernachlässigt nun die schnell oszillierenden Terme  $\exp(i2\omega t)$  - die Lichtfeldoszillationen besitzen ja eine Frequenz von  $\nu \sim 10^{14}$  Hz - und erreicht so eine Zeitmittelung der Wechselwirkung :

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2M} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \hbar \begin{pmatrix} -\Delta & -\frac{\Omega}{2} \cos(kx) \\ -\frac{\Omega}{2} \cos(kx) & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.12)$$

worin die Verstimmung als  $\Delta = (\omega - \omega_0)$  definiert wurde. Rotverstimmtes Licht gegenüber dem Übergang bedeutet folglich  $\Delta < 0$ , eine positive Verstimmung meint blauverschobenes Licht.

Offensichtlich treten hier aufgrund der Wechselwirkung mit dem Lichtfeld Außerdiagonalelemente auf; die Eigenzustände des Systems entsprechen nicht mehr denjenigen beim ungestörten Atom. Berechnet man die Eigenenergien dieses Hamiltonoperators, so erhält man

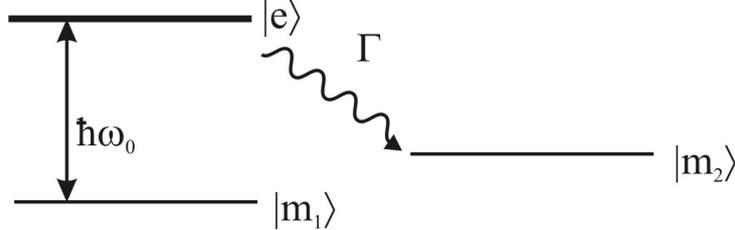
$$\begin{aligned} E_1(\mathbf{r}) &= \frac{\hat{p}^2}{2M} - \frac{\hbar}{2} \cdot \Delta + \frac{\hbar}{2} \cdot \tilde{\Omega}(\mathbf{r}) \\ E_2(\mathbf{r}) &= \frac{\hat{p}^2}{2M} - \frac{\hbar}{2} \cdot \Delta - \frac{\hbar}{2} \cdot \tilde{\Omega}(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (2.13)$$

mit der sogenannten *verallgemeinerten Rabifrequenz*  $\tilde{\Omega}(\mathbf{r})$ :

$$\tilde{\Omega}(\mathbf{r}) = \sqrt{\Delta^2 + \Omega(\mathbf{r})^2}.$$

Die Energieeigenwerte der beteiligten Atomniveaus verschieben sich also durch die Wechselwirkung mit dem Laserlicht je nach Verstimmung; dieser Effekt wird als *AC Stark Shift* bezeichnet. Er führt in einer Stehwelle zu intensitäts- und damit ortsabhängigen fokussierenden Kräften, sogenannten Dipolkräften: Blauverstimmtes Licht treibt Atome  $|m\rangle$  hin zu Minima der Intensität (man sagt, die Atome sind *low field seeking*), eine Rotverstimmung treibt sie in Richtung der Intensitätsmaxima (entsprechend dem *high field seeking*). Die Atome nehmen das Laserlicht also wahr als ein Potential.

### Einbeziehen eines dritten Niveaus



**Abbildung 2.3:** Dreineiveausystem aus metastabilem Zustand  $|m_1\rangle$ , angeregtem Zustand  $|e\rangle$  und mit Zerfallsmöglichkeit in ein anderes Level  $|m_2\rangle$ .

Die bisherige Betrachtung ging von einem *geschlossenen Übergang* aus; es gab nur zwei beteiligte Atomniveaus. Nun soll ein möglicher *offener Übergang* in ein weiteres metastabiles Niveau  $|m_2\rangle$  mit einbezogen werden. Dem Zustand  $|e\rangle$  soll neben der induzierten Emission nach  $|m_1\rangle$  die Möglichkeit gegeben werden, mit der Rate  $\Gamma$  spontan nach  $|m_2\rangle$  überzugehen. Spontane Emission  $|e\rangle \rightarrow |m_1\rangle$  wird vernachlässigt. Ein derartiges System wurde ausführlich in [8] behandelt.

Der Hamiltonoperator (2.12) wird erweitert um den Zerfallsterm  $\Gamma/2$  von  $|e\rangle$ :

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2M} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \hbar \begin{pmatrix} -\Delta - i\frac{\Gamma}{2} & -\frac{\Omega}{2} \cos(kx) \\ -\frac{\Omega}{2} \cos(kx) & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

Der Atomstrahl mit Schwerpunktsimpuls  $\mathbf{p}_0$  treffe nun senkrecht auf die Stehwelle ( $\mathbf{p}_0 \cdot \mathbf{r} = 0$ ). Aufgrund der Geschwindigkeit etwa 30m/s und der sich ergebenden kleinen deBroglie-Wellenlänge,  $\lambda_{dB} = \frac{h}{mv}$ , ist eine rein klassische Betrachtung längs jener Richtung gerechtfertigt. In einem mit  $\mathbf{p}_0$  mitbewegten Bezugssystem erhält man zwei gekoppelte eindimensionale Schrödingergleichungen für die Entwicklung der Wellenfunktion entlang der Stehwellen, d.h. der  $x$ -Achse:

$$\begin{aligned} i\frac{\partial}{\partial t}\psi_e(x,t) &= -\left(\frac{\hbar}{2M}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \Delta + i\frac{\Gamma}{2}\right)\psi_e(x,t) - \frac{\Omega}{2}\cos(kx)\psi_{m_1}(x,t) \\ i\frac{\partial}{\partial t}\psi_{m_1}(x,t) &= -\frac{\hbar}{2M}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\psi_{m_1}(x,t) - \frac{\Omega}{2}\cos(kx)\psi_e(x,t) \end{aligned} \quad (2.15)$$

Der Einfluss einer senkrecht kreuzenden Stehwelle auf die Impulsverteilung der Wellenfunktion besteht in der Änderung der Impulskomponente längs  $x$ . Im Impulsbild dargestellt bedeutet etwa die Emission eines Photons des Impulses  $\hbar\mathbf{k}$  eine Änderung des atomaren Schwerpunktsimpulses  $\mathbf{p}$  in  $\mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}$ .

Das Differentialgleichungssystem (2.15) vereinfacht sich über eine Zerlegung der Wellenfunktion in Impulseigenzustände, d.h. ebene Wellen:

$$\psi_{m_1,e}(x,t) = \sum_n a_n^{(m_1,e)}(t) \exp(inkx), \quad (2.16)$$

wobei etwa das Betragsquadrat von  $a_n^{m_1}(t)$  die Wahrscheinlichkeit zur Zeit  $t$  angibt, die Materiewelle im Impulszustand  $\mathbf{p} = n\hbar\mathbf{k}$  längs der Stehwelle und im Zustand  $|m_1\rangle$  zu finden. Eine Änderung des Atomimpulses kann ausschließlich in Vielfachen des Photonenimpulses  $\hbar\mathbf{k}$  erfolgen.

## 2.2 Propagation im Potential

Je nach Größe der einzelnen Beiträge des Hamiltonoperators in (2.14) und der Wechselwirkungszeit unterscheidet man verschiedene Regimes der Wechselwirkung zwischen Atomstrahlen und optischen Stehwellen. Eine charakteristische Skala für die Unterscheidung zwischen dünnen und dicken optischen Kristallen liefert die Talbotlänge  $L_{\text{Talbot}} = \frac{\lambda_{\text{Laser}}^2}{2\lambda_{dB}}$ . Bei unserer verwendeten Konfiguration ( $\lambda_l \approx 800\text{nm}$ ,  $\lambda_{dB} \approx 300\text{pm}$ ) liegt  $L_{\text{Talbot}}$  im Bereich von einem Millimeter. Zunächst wird nun der Bereich kurzer Wechselwirkungslängen  $d < L_{\text{Talbot}}$  betrachtet, hierbei bewegt sich das Atom nicht im Potential, es wird nur Impuls übertragen. Anschließend geht es um das Regime größerer  $d$ ; dies entspricht dem Fall, wo ein Atom, welches unter dem Braggwinkel (s.u.) einfällt, mehrere Gitterebenen kreuzt. Eine Übersicht über das Verhalten von Materiewellen in Lichtkristallen findet sich in [9] bzw. allgemeiner über Beugung in [10].

### 2.2.1 Raman-Nath-Regime

Kapitza-Dirac- oder auch Raman-Nath-Regime wird der Bereich kurzer Wechselwirkungszeiten und großer Rabi-Frequenzen genannt. Experimentell wurde dieser zuerst 1966 bei der Beugung von Licht an Ultraschallwellen untersucht [11]. Eine frühe theoretische Behandlung findet sich etwa in [12]. Das Laserlicht kann lediglich einen Impuls auf die Materiewelle übertragen, denn kurze Wechselwirkungszeit bedeutet hier, dass man während der Interaktion eine Bewegung des Atomstrahls längs der Stehwelle vernachlässigen kann. Der kinetische Anteil im Hamiltonoperator (2.15) bleibt außer Acht gelassen, sprich eine Geschwindigkeitsänderung durch die Impulsänderung führt hier nicht zu einer Bewegung im Potential.

Ein Atom hat nun die Möglichkeit, Photonenimpuls aus beiden die stehende Welle bildenden entgegengesetzt laufenden Wellen durch Absorption aufzunehmen. Und auch durch Emission lässt sich der Impuls um  $\pm\hbar\mathbf{k}$  ändern. Folglich besteht die Möglichkeit der Änderung des Anfangsimpulses um ganzzahlige Vielfache des „Photonenrückstoßes“  $\hbar\mathbf{k}$ .

## 2.2 Propagation im Potential

Folgende Vorgehensweise nach [8] reduziert zunächst das gekoppelte Differentialgleichungssystem erster Ordnung (2.15) in eine Gleichung zweiter Ordnung der Zeit:

$$\left\{ \frac{d^2}{dt^2} - i \left( \Delta + i \frac{\Gamma}{2} \right) \frac{d}{dt} + \frac{|\Omega|^2}{4} \cos^2(kx) \right\} \times \psi_m(x, t) = 0.$$

Im Raman-Nath-Regime wird die auftretende zweite Ableitung nach der Zeit für Zeiten länger als  $1/\Gamma$  vernachlässigt, was einem Nichtbeachten des kinetischen Terms im Hamiltonoperator entspricht. Man erhält eine Gleichung der Form:

$$i \frac{d}{dt} \psi_m(x, t) = V_{CY}(x) \psi_m(x, t),$$

was eine simple Propagation im komplexen sogenannten Chudesnikov-Yakovlev Potential darstellt, [13]:

$$V_{CY}(x) = \frac{1}{4} \frac{\hbar |\Omega|^2}{\Delta + i\Gamma/2} \cos^2(kx).$$

Damit erhält man als Lösung (analog zu  $\exp(-i\omega t)$ ):

$$\begin{aligned} \psi_m(x, t) &= \exp(-itV_{CY}/\hbar) = \exp\left(-\frac{it}{4} \frac{|\Omega|^2}{\Delta + i\Gamma/2} \cos^2(kx)\right) \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n \exp\left(-i \frac{|\Omega|^2}{8(\Delta + i\Gamma/2)} t\right) J_n\left(\frac{|\Omega|^2}{8(\Delta + i\Gamma/2)} t\right) \exp(i2nkx). \end{aligned} \quad (2.17)$$

Obiger Ausdruck stellt gerade die Lösung für die einzelnen zeitabhängigen Fourierkoeffizienten in der Impulsdarstellung nach Gleichung (2.16) dar. Die sich aus der Schrödingergleichung ergebenden Differentialgleichungen für die  $a_n$

$$i\dot{a}_n^{(e)} = \left( n^2 \omega_r - \Delta - \frac{i\Gamma}{2} \right) a_n^{(e)} - \frac{\Omega}{4} \left( a_{n-1}^{(m_1)} + a_{n+1}^{(m_1)} \right) \quad (2.18)$$

$$i\dot{a}_n^{(m_1)} = n^2 \omega_r a_n^{(m_1)} - \frac{\Omega}{4} \left( a_{n-1}^{(e)} + a_{n+1}^{(e)} \right), \quad (2.19)$$

wobei die *recoil Frequenz*  $\omega_r = \hbar k^2/2M$  eingeführt wurde, sind somit gelöst.

Für die einzelnen Fourierkoeffizienten des Zustands  $|m\rangle$  ergeben sich also zeitlich exponentiell abfallende Besselfunktionen erster Gattung. Die Besetzungswahrscheinlichkeit des metastabilen Zustands zerfällt mit der ortsabhängigen Rate:

$$\Gamma_{\text{eff}} = -2\text{Im}[V_{CY}(x)] = \frac{1}{4} \frac{|\Omega|^2 \Gamma}{\Delta^2 + \Gamma^2/4} \cos^2(kx). \quad (2.20)$$

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

$$\Delta x(t) = \frac{2}{k|\Omega|} \sqrt{\frac{\Delta^2 + \Gamma^2/4}{\Gamma t}}. \quad (2.21)$$

Somit bilden sich um die Knoten der stehenden Lichtwelle lokalisierte atomare Wellenpakete aus, deren Breite sich mit  $1/\sqrt{t}$  verringert.

Eine verallgemeinerte Betrachtung liefert das Ergebnis, dass nur eine schwache Abhängigkeit der Beugungseffizienz von der Größe und Richtung des einfallenden Wellenvektors besteht. Die kurze Stehwelle führt hier zu einer Unschärfe in der Richtung der Photonen, womit Energie- und Impulserhaltung für verschiedene Richtungen des Impulses der Atome erfüllbar wird. Auch beim perfekt senkrechten Einfall entstehen mehrere Beugungsordnungen.

Der Fall einer sehr kurzen ebenen Stehwelle ist in der Praxis nur eingeschränkt umzusetzen, da man hier, um genügend Leistung im Strahl zu erhalten, fokussieren muss; die Welle ist dann nicht mehr eben.

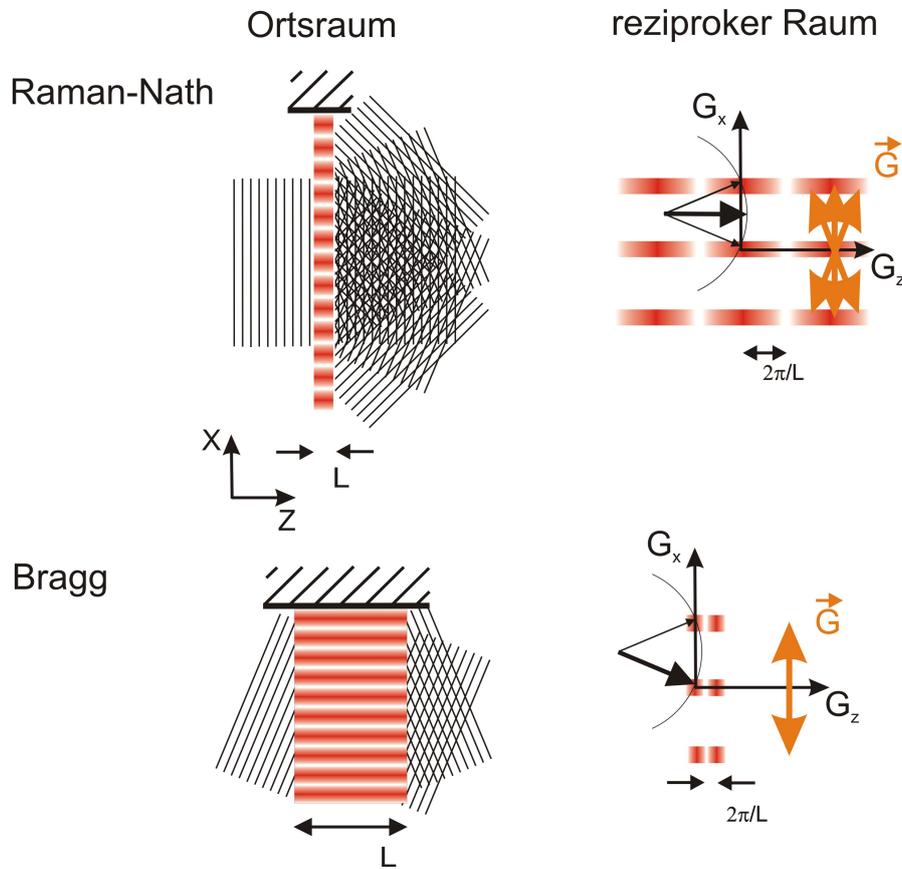
### Grenzen der Raman-Nath-Näherung

Die für das Raman-Nath-Regime durchgeführte Vernachlässigung der transversalen kinetischen Energie bleibt solange zulässig, bis diese in den Bereich der Wechselwirkungsenergie kommt, was mit zunehmender Wechselwirkungszeit eintritt, da dann immer mehr Beugungsordnungen besetzt werden. Die  $n$ te Ordnung ist verknüpft mit einer Energie von  $n^2\omega_r$ , sodass man fordert  $n^2\omega_r \ll \Omega/2$ . Aus den Eigenschaften der Besselfunktionen folgt, dass nach einer Wechselwirkungszeit  $t$  etwa  $2n_{max}$  mit  $n_{max} \simeq 2\Omega t$  transversale Zustände populiert werden. Entsprechend bleibt die Raman-Nath-Näherung gültig, solange  $t \ll 1/\sqrt{2\Omega\omega_r}$ . Das mit der Zeit lineare Ansteigen der Zahl der besetzten Beugungsordnungen bricht schließlich zusammen, sobald die Atome zuviel kinetische Energie erhalten. Physikalisch lässt sich dieses Sättigen auch damit erklären, dass eine gleichzeitige Erfüllung der Impuls- und Energieerhaltung bei hohen Streuordnungen nicht möglich ist: Die Licht-Dispersionsrelation ist linear, diejenige der Atome hingegen quadratisch.

#### 2.2.2 Bragg-Regime

Dies ist der Bereich langer Wechselwirkungszeiten und schwacher Potentiale. Niedrige Potentiale bzw. schwache Kopplung der Atome an das periodische Dipolpotential werden gefordert, um eine Abgrenzung zum Regime des *Channeling* zu schaffen: In einem anschaulichen Bild kreuzen die Atome ein Potential-„Waschbrett“ schräg. Reicht die kinetische Energie nicht aus, einen Wellenberg zu überwinden, bleibt das Teilchen im Wellental und wird längs dessen Richtung weiterfliegen, was als Channeling bezeichnet wird [14]; quantenmechanisch kann man das auffassen als Bildung von gebundenen Zuständen. Da diese im Ortsraum stark lokalisiert sind, ergibt sich eine breite Verteilung im Impulsraum.

Abbildung (2.4) nach [9] oder [15] verdeutlicht zusammenfassend die Unterschiede der beiden Beugungsregimes. Jeweils im Ortsraum und im reziproken Raum fällt eine ebene Welle auf eine dünne/dicke Stehwelle. Der zu einer Struktur mit Periode  $d$  gehörende Gittervektor im  $\mathbf{k}$ -Raum ergibt sich durch Fouriertransformation der Struktur im Orts-



**Abbildung 2.4:** Vergleich zwischen dünnen (Raman-Nath-Bereich) und dicken (Bragg-Bereich) harmonischen periodischen Strukturen. Links der Ortsraum, rechts der reziproke Raum mit der Ewaldkonstruktion, [16] und [10]. Energieerhaltung fordert die gleiche Länge des einfallenden und gebeugten  $k$ -Vektors, Impulserhaltung bedingt, dass nur Vielfache des Gittervektors übertragen werden können. Die jeweils übertragbaren Gittervektoren sind als dicke Pfeile dargestellt.

raum. Daraus folgt, dass die  $z$ -Komponente des Gittervektors einer in  $z$ -Richtung auf die Länge  $L$  beschränkten Stehwelle eine Unschärfe von etwa  $L^{-1}$  besitzt. In  $x$ -Richtung erhält man ein scharfes diskretes Spektrum mit Abstand  $G = 2\pi/d$ . Für den Fall des dünnen Lichtgitters können also Gittervektoren verschiedener Richtung übertragen werden unter Erfüllung der Impulserhaltung; ebene Wellen mit unterschiedlichen  $k$ -Vektoren verlassen die Wechselwirkungszone. Ganz anders im Falle breiter Stehwellen: Der vom Gitter auf die einfallende Welle übertragbare Gittervektor ist streng definiert. Nur für den Einfall unter dem Bragg-Winkel ergibt sich nach der Ewaldkonstruktion eine gebeugte Welle.

Im Braggregime mit langen Wechselwirkungszeiten (breiten Stehwellen) und geringer Potentialhöhe gibt es ungebundene Zustände; die Richtung der auf die Atome übertragbaren Photonen ist im Gegensatz zum Raman-Nath-Regime wohldefiniert. Die Beugungseffizienz wird stark abhängig vom Einfallswinkel der Welle. Jenes Phänomen wurde erstmals bei der Röntgenbeugung an Kristallen gezeigt [17] (Nobelpreis 1915), aber auch für Materiewellen nachgewiesen (mit Neutronen, [18], oder auch mit Atomen, [19]). Die Bragg-Beugung erfüllt als einziger Prozess die Energie- und Impulserhaltung. Diese tritt lediglich für den Einfall unter dem Braggwinkel  $\Theta_B$  gegenüber der Normalen der Beugungsebene des Lichtkristalls und ganzzahligen Vielfachen desselben ein:

$$\Theta_{B_n} \approx \sin(\Theta_{B_n}) = n \frac{k_l}{k_{\text{Atom}}} = n \frac{\lambda_{dB}}{\lambda_l} = n \frac{\lambda_{dB}}{2d},$$

wo  $d = \lambda_l/2$  die Periodenlänge der stehenden Lichtwelle angibt. Hierbei kennzeichnet  $n$  die Ordnung der Bragg-Beugung; es genügt hier die Betrachtung mit  $n = 1$ .

Eine Beschreibung basierend auf demselben physikalischen Konzept wie oben beim Raman-Nath-Regime über die Koeffizienten der Impulseigenzustände findet sich in [8]. Der Ausgangspunkt sind die Gleichungen (2.18) und (2.19). Dort wird noch die Möglichkeit schrägen Einfalls auf die Stehwelle mit einbezogen und letztendlich gezeigt, dass unter den Näherungen des Bragg-Regimes lediglich die ungebeugte und die Bragg-gebeugte Welle signifikant populiert werden. Der interessierte Leser sei für die genaue Herleitung jedoch auf die angegebene Veröffentlichung verwiesen, [8]. Ich möchte an dieser Stelle nur ein vereinfachtes anschauliches Bild zum Erklären der Braggbeugung angeben und das Phänomen des „Pendelns“ vorstellen.

Obige Bragg-Beziehung lässt sich einfach zeigen, indem man das Huygens'sche Prinzip auf die an den Gitterebenen des „Kristalls“ gestreuten sphärischen Elementarwellen anwendet und diese aufsummiert. Dieser vereinfachte Fall nimmt nur einen Einzelstreuprozess an (kinematische Beugungstheorie). Für die Situation vieler Streuvorgänge mit kleiner Steuamplitude findet der Lösungsansatz der dynamischen Beugungstheorie Anwendung [10]. Im Bragg-Prozess erhält der einfallende Strahl einen Impulsübertrag von  $2\hbar\mathbf{k}$ , was in der Sprache der Festkörperphysik einem Gittervektor des „Lichtkristalls“ entspricht ( $\mathbf{G} = 2\mathbf{k}$ , da  $\lambda_{\text{Gitter}} = \lambda_l/2$ , oder  $\mathbf{G} = \mathbf{k}_{l1} - \mathbf{k}_{l2}$ , wo  $\mathbf{k}_{l1}$  und  $\mathbf{k}_{l2}$  die beiden die stehende Welle bildenden Wellenvektoren sind).

Im Folgenden richte ich mich nach der Darstellung in [9], wo die Dynamische Beugungstheorie [10], welche ursprünglich aus dem Bereich der Röntgenwellenausbreitung in perfekten Kristallen stammt, angewandt wird auf Konfigurationen wie die hier zu besprechenden. Dabei wird die Wechselwirkung mit einem offenen Drei-Niveau-System untersucht (wie unser Übergang mit 801nm), aber auch rein reelle Potentiale (weit bestimmte Stehwellen) sowie allgemein komplexe Lichtkristalle. Ich verzichte auch hier auf analytische Herleitungen und werde nur die wichtigen Resultate präsentieren. Auch sei

verwiesen auf [20].

Die dynamische Beugungstheorie beschreibt das gesamte atomare Wellenfeld innerhalb der Stehwelle als Überlagerung stationärer Eigenfelder. Diese sind nach Ewald als Überlagerung ebener Wellen darzustellen, [21], was den Ansatz von Gleichung (2.16) rechtfertigt. Je nach Überlapp mit der periodischen Potentialstruktur besitzen die Eigenfelder unterschiedliche Energien und breiten sich somit unterschiedlich aus. Das Auftreten von Beugung wird in diesem Bild erklärt über die Interferenzen angeregter Eigenfelder. Für exakten Bragg-Einfall ist das Verhalten der Materiewellen alleine durch zwei teilnehmende Eigenfelder bestimmt (Zweistrahlfall). Jedes dieser Felder setzt sich aus zwei ebenen Wellen einmal in die vorwärtsgesteuerte und einmal in die Bragg-gebeugte Richtung zusammen. Man findet, dass beide teilhabenden Eigenfelder aufgrund ihres Überlapps mit dem Potential einen unterschiedlichen zugeordneten Brechungsindex haben, was bedeutet, dass sich während der Ausbreitung im Potential eine relative Phase akkumuliert, die zu einer Variation der Amplitude der vorwärts- bzw. Bragg-gestreuten Intensität je nach Länge der Stehwelle führt. Das angewendete Modell steht in Analogie zu der Situation zweier gekoppelter Pendel, welche im zeitlichen Verlauf der Schwingung Energie austauschen, bzw. noch allgemeiner zur Behandlung gekoppelter Zwei-Niveau-Systeme. Deswegen hat sich auch für das beobachtete oszillierende Verhalten der Beugungsintensitäten der Begriff der „Pendellösung“ gebildet.

Um jenes Pendeln analytisch darzustellen, bietet sich die Beschreibung in skalierten Einheiten an: Die Lichtwellenlänge wird in Bezug zur Talbotlänge  $L_{\text{Talbot}} = \frac{\lambda_{\text{Laser}}^2}{2\lambda_{dB}}$  gesetzt:  $z^s = \frac{z}{L_{\text{Talbot}}}$ , die Potentialhöhe wird bezogen auf die Recoilenergie:  $V_G^s = \frac{V_{\text{max}}}{16E_{\text{rec}}}$ , und die relative Abweichung vom Braggwinkel wird betrachtet ( $\theta^s = \frac{\theta_{\text{Bragg}} - \theta}{\theta_{\text{Bragg}}}$ ). Hierbei wurde die Fourieramplitude des Potentials verwendet:

$$V(\vec{r}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} V_{n\vec{G}} e^{in\vec{G}\cdot\vec{r}},$$

was für sinusförmige Stehwellen bedeutet:

$$V_0 = \frac{V_{\text{max}}}{2} \quad V_G = \frac{V_{\text{max}}}{4} e^{i\alpha} \quad V_{-G} = \frac{V_{\text{max}}}{4} e^{-i\alpha}.$$

Hier kennzeichnet  $\alpha$  die räumliche Phase des Potentials und kann nullgesetzt werden. Schließlich folgt dann als Ergebnis für die Abhängigkeiten der gebeugten Intensität, [9]:

$$I_G(z, V, \theta) = \frac{\sin^2 \left( 2\pi V_G^s z^s \sqrt{\frac{1}{4} (\theta^s / V_G^s)^2 + 1} \right)}{\frac{1}{4} (\theta^s / V_G^s)^2 + 1}. \quad (2.22)$$

Für die vorwärtsgestreute Intensität erhält man entsprechend:

$$I_0(z, V, \theta) = 1 - I_G(z, V, \theta) = 1 - \frac{\sin^2\left(2\pi V_G^s z^s \sqrt{\frac{1}{4}(\theta^s/V_G^s)^2 + 1}\right)}{\frac{1}{4}(\theta^s/V_G^s)^2 + 1}. \quad (2.23)$$

Beim exakten Braggeneinfall oszilliert die Beugungseffizienz in Abhängigkeit der Kristalldicke sinusförmig mit der doppelten Periode der sogenannten Pendellösungslänge  $\Delta = \frac{L_{\text{Talbot}}}{V_G^s}$ . Ebenso stellt man ein Oszillieren bei festgehaltenem  $z^s$  und variierendem Potential fest. Bei Abweichung vom genauen Braggwinkel sind die Abhängigkeiten komplizierter. In der Praxis ist jedoch auch stets eine Divergenz des einfallenden Strahls sowie eine nicht zu vermeidende Geschwindigkeitsverteilung zu berücksichtigen, was zum Auswaschen der Oszillationen führt. Nicht alle Atome haben exakten Braggeneinfall, und andere Geschwindigkeit bedeutet andere Wellenlänge nach deBroglie und somit anderer Braggwinkel.

### 2.2.3 Numerische Simulation der Dynamik

Es soll um die numerische Lösung der zeitabhängigen Schrödingergleichung gehen mit Hamiltonoperator

$$H = -\frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V_{\max} \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos Gx \right). \quad (2.24)$$

Hierbei wurde für die von den Atomen wahrgenommene potentielle Energie die Umformung

$$V = V_{\max} \cos^2(kx) = V_{\max} \frac{1}{2} (1 + \cos 2kx)$$

vorgenommen. Längs der Stehwellenrichtung wird für die Wellenfunktion der Ebene-Wellen-Ansatz

$$\psi(x, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(t) e^{inGx} e^{iqx}$$

gemacht, wobei  $q$  die Möglichkeit eines schrägen Einfalls auf das Lichtfeld schafft. Einsetzen in die SGL liefert

$$\begin{aligned} \sum_n i\hbar \dot{a}_n(t) e^{inGx} e^{iqx} &= +\frac{\hbar^2}{2m} \sum_n a_n(t) (nG + q)^2 e^{i(nG+q)x} + \dots \\ &\quad \frac{V_{\max}}{2} \sum_n a_n(t) e^{i(nG+q)x} + \dots \\ &\quad \frac{V_{\max}}{4} \sum_n a_n(t) e^{i(nG+q)x} * (e^{iGx} + e^{-iGx}). \end{aligned}$$

## 2.2 Propagation im Potential

Die letzte unendliche Summe formt sich ausmultipliziert um zu:

$$\frac{V_{max}}{4} \sum_n a_n(t) e^{i((n+1)G+q)x} + \frac{V_{max}}{4} \sum_n a_n(t) e^{i((n-1)G+q)x}.$$

Schließlich ergibt ein Koeffizientenvergleich und eine Indexverschiebung folgende Bedingung für die  $a_n$ :

$$\dot{a}_n(t) = -\frac{i\hbar}{2m} a_n(t) (nG+q)^2 - \frac{iV_{max}}{2\hbar} a_n(t) - \frac{iV_{max}}{4\hbar} a_{n+1}(t) - \frac{iV_{max}}{4\hbar} a_{n-1}(t). \quad (2.25)$$

In Matrixgestalt liefert das die Beziehung:

$$\begin{pmatrix} \dot{a}_{-n} \\ \vdots \\ \dot{a}_{-1} \\ \dot{a}_0 \\ \dot{a}_1 \\ \vdots \\ \dot{a}_n \end{pmatrix} = \frac{\hbar}{2mi} \cdot M \cdot \begin{pmatrix} a_{-n} \\ \vdots \\ a_{-1} \\ a_0 \\ a_1 \\ \vdots \\ a_n \end{pmatrix}, \quad (2.26)$$

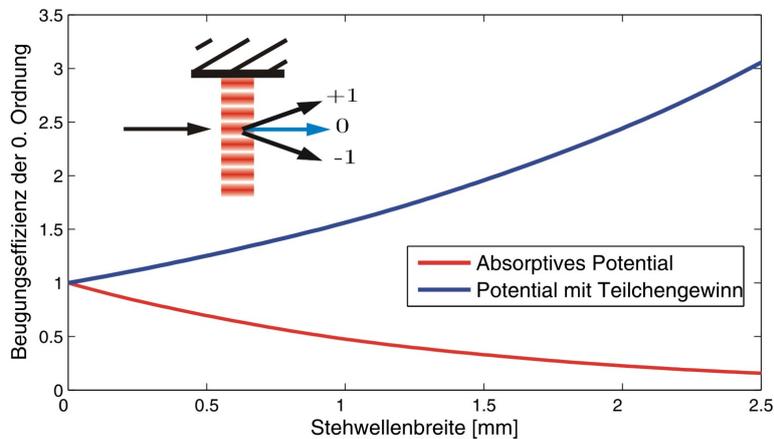
wobei sich die Matrix M mit der Abkürzung  $\xi = \frac{imV_{max}}{\hbar^2}$  schreibt zu:

$$M = \begin{pmatrix} (-n \cdot G + q)^2 + \xi & \frac{\xi}{2} & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \frac{\xi}{2} & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & (-G + q)^2 + \xi & \frac{\xi}{2} & 0 & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \frac{\xi}{2} & (0 + q)^2 + \xi & \frac{\xi}{2} & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \frac{\xi}{2} & (+G + q)^2 + \xi & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \frac{\xi}{2} \\ 0 & \dots & \dots & \dots & 0 & \frac{\xi}{2} & (n \cdot G + q)^2 + \xi \end{pmatrix}$$

Dieses Problem ist in MatLab mit einem standardisierten Runge-Kutta-Algorithmus, integriert als „ode45“, zu lösen. Dabei genügt typischerweise eine Betrachtung mit  $n_{max} = 10$  da keine extrem hohen Potentiale angenommen werden, das heißt, es wird in der Rechnung die Wellenfunktion bis zur 10. Ordnung berücksichtigt.

Mittels obiger Matrixgleichung (2.26) lassen sich unterschiedliche mögliche Potentialarten in ihren Auswirkungen betrachten. Ein reelles  $V_{max}$  ändert nichts an der gesamten Teilchenzahl; wählt man hingegen den imaginären Fall, so bestehen zwei Möglichkeiten: Die Wahl von  $V_{max}$  als imaginär mit negativem Vorzeichen entspricht einem absorptiven

Potential. Die Teilchenzahl (oder das Betragsquadrat der Wellenfunktion) ist nicht erhalten. Ein exponentieller Verlust mit der Propagation im Potential ist festzustellen. Die vorliegende Niveaustuktur von Argon hier im Experiment ermöglicht einen solchen Fall mit dem offenen Übergang in den nicht detektierten Grundzustand, welcher im nächsten Kapitel näher behandelt wird. Die Variante eines imaginären  $V_{max}$  mit positivem Vorzeichen führt zu exponentiellem Teilchengewinn („gain“). Auch eine solche Möglichkeit bietet sich im Experiment über den Umpumpvorgang; natürlich ist in der Praxis aufgrund des endlichen Flusses der Atomquelle nur ein beschränkter Gewinn an Teilchen möglich.



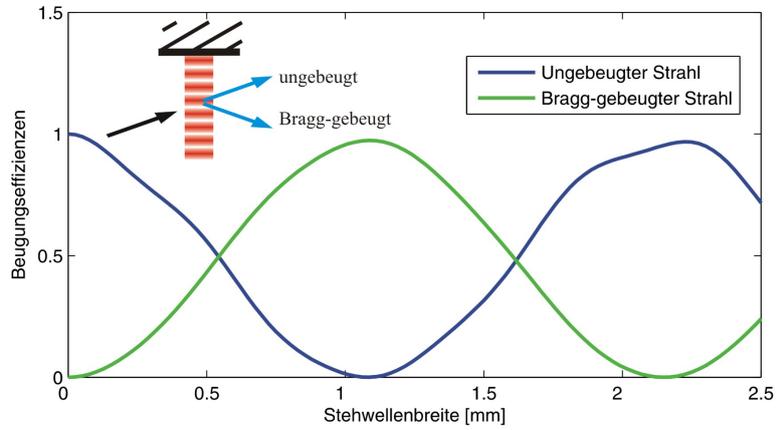
**Abbildung 2.5:** Verhalten der Effizienz der Nullten Beugungsordnung nach der Berechnung mit Matrixgleichung (2.26) in Abhängigkeit der Breite der Wechselwirkungszone. Eine ebene Welle fällt senkrecht ein auf verschiedene Potentiale. Die Atomgeschwindigkeit wurde gewählt zu 32m/s. Beim absorptiven Potential ergibt sich ein exponentieller Abfall (Potentialhöhe  $-i \times 0,5E_{rec}$ ). Das Potential mit Teilchengewinn hingegen lässt die Effizienz exponentiell ansteigen (Potentialhöhe  $+i \times 0,3E_{rec}$ ).

Abbildung (2.5) stellt Ergebnisse der numerischen Simulation mit Matlab dar. Abgebildet ist der Verlauf der Nullten Beugungsordnung in Abhängigkeit der Wechselwirkungsstrecke für ein absorptives Potential und ein Potential mit Teilchengewinn. Die Potentialhöhen wurden jeweils bezogen auf  $E_{rec}$  eines 811nm-Lasers.

Weiterhin zeigt Abbildung (2.6) das Ergebnis einer Simulation mit Braggeneinfall einer ebenen Materiewelle auf eine reelle Stehwelle. Der Effekt des Pendelns zwischen ungebeugter und Bragg-gebeugter Ordnung ist zu beobachten.

Die im Experiment mit einzubeziehende Strahldivergenz und Geschwindigkeitsverteilung der Atome wurden hier noch nicht berücksichtigt. In Abschnitt 4.7.2 wird dies aber

## 2.2 Propagation im Potential



**Abbildung 2.6:** Verhalten der ungebeugten und Bragg-gebeugten Intensität für Braggeinfall einer ebenen Materiewelle auf ein reelles Potential. Atomgeschwindigkeit ist  $32\text{m/s}$ , die Potentialhöhe  $4E_{\text{rec}}$ .

zum Fit an gemessene Daten vorgenommen.

*Kapitel 2 Theorie*

## 3 Single Photon Beam Splitter an der Argonstrahlapparatur

In diesem Kapitel wird zuerst die Kollimation des Atomstrahls genauer betrachtet. Dies ist die wichtigste Eigenschaft des Atomstrahls für die durchgeführten Experimente. Für eine detaillierte Beschreibung der Atomstrahlapparatur sei an dieser Stelle auf [22], [23] oder [24] verwiesen. Anschließend wird das Element Argon vorgestellt, welches durch seine spezielle Struktur der Energieniveaus die Experimente erst ermöglicht. Abschließend soll das Konzept des Single Photon Beam Splitters genauer erläutert und nötige Anforderungen an das Experiment aufgezeigt werden:

### 3.1 Kollimation des Atomstrahls durch zwei Spalte

Der Atomstrahl wird durch ein mehrstufiges System mittels Laserkühltechniken präpariert. Nach Verlassen der Quelle wird der Strahl kollimiert, durch einen Zeemanslower abgebremst und abschließend durch eine zweidimensionale Magneto-optische „Falle“ (Funnel) um  $45^\circ$  umgelenkt [22]. Die so erreichte Strahldivergenz ist aber noch zu groß. Deshalb erfolgt die eigentliche Kollimation des Strahls für das Experiment durch zwei vertikal stehende Spalte. Ein erster Spalt mit  $25\mu\text{m}$  fester Breite und 3mm Höhe befindet sich wenige Millimeter hinter dem Funnelausgang. Nur die an diesem Spalt in die Nullte Ordnung gebeugten Atome weisen die notwendige transversale Kohärenz auf. Das Cittert-Zernike Theorem, [25], nach dem das Erreichen von transversaler Kohärenz durch Einbringen von Blenden in einen Strahl möglich ist, erlaubt die Aussage, dass die Ausdehnung der nullten Spaltbeugungsordnung in guter Näherung als Maß für die transversale Kohärenz verwendet werden kann.

Ein zweiter mechanischer Spalt der Höhe 4mm und variabler Breite  $d_2$  zwischen 0 bis  $40\mu\text{m}$  im Abstand von 25cm zum ersten verringert die Breite des Atomstrahls schließlich soweit, dass die einzelnen Beugungsordnungen auf dem Detektor nach 1m Flugstrecke aufgelöst werden können. Etwa 5cm nach dem 2. Spalt treffen die Atome auf die beugenden Objekte.

Mithilfe von Abbildung (3.1) lässt sich die maximale Divergenz des Atomstrahls be-

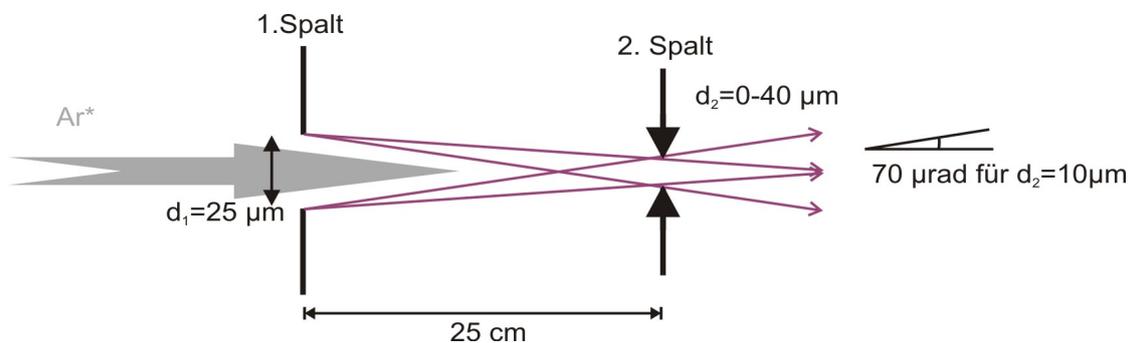


Abbildung 3.1: Maximale durch die Geometrie vorgegebene Strahldivergenz.

stimmen zu

$$\frac{\frac{25\mu\text{m}}{2} + \frac{d_2}{2}}{25\text{cm}},$$

was für einen zweiten Spalt mit  $d_2 = 10 \mu\text{m}$  zu einem Divergenzwinkel von  $70 \mu\text{rad}$  führt. Ein  $20 \mu\text{m}$ -Spalt bewirkt eine Divergenz von  $90 \mu\text{rad}$ . Von Bedeutung ist, dass bei einem weiteren Verschmalern des zweiten Spaltes unter etwa  $5 \mu\text{m}$  keine bessere Kollimation mehr zu erreichen ist, da dann Beugungseffekte an diesem Spalt zusehends an Wichtigkeit gewinnen. Die genannten Divergenzwinkel liegen deutlich unter dem Bragg-Winkel ( $\Theta_B = \frac{\lambda_{dB}}{\lambda_l} = 410 \mu\text{rad}$ ) für Argonatome der Geschwindigkeit  $30 \text{m/s}$  ( $\lambda_{dB} = 333 \text{pm}$ ), welche an einer stehenden Welle der Periodizität  $\lambda_l/2 = \frac{811 \text{nm}}{2}$  gebeugt werden.

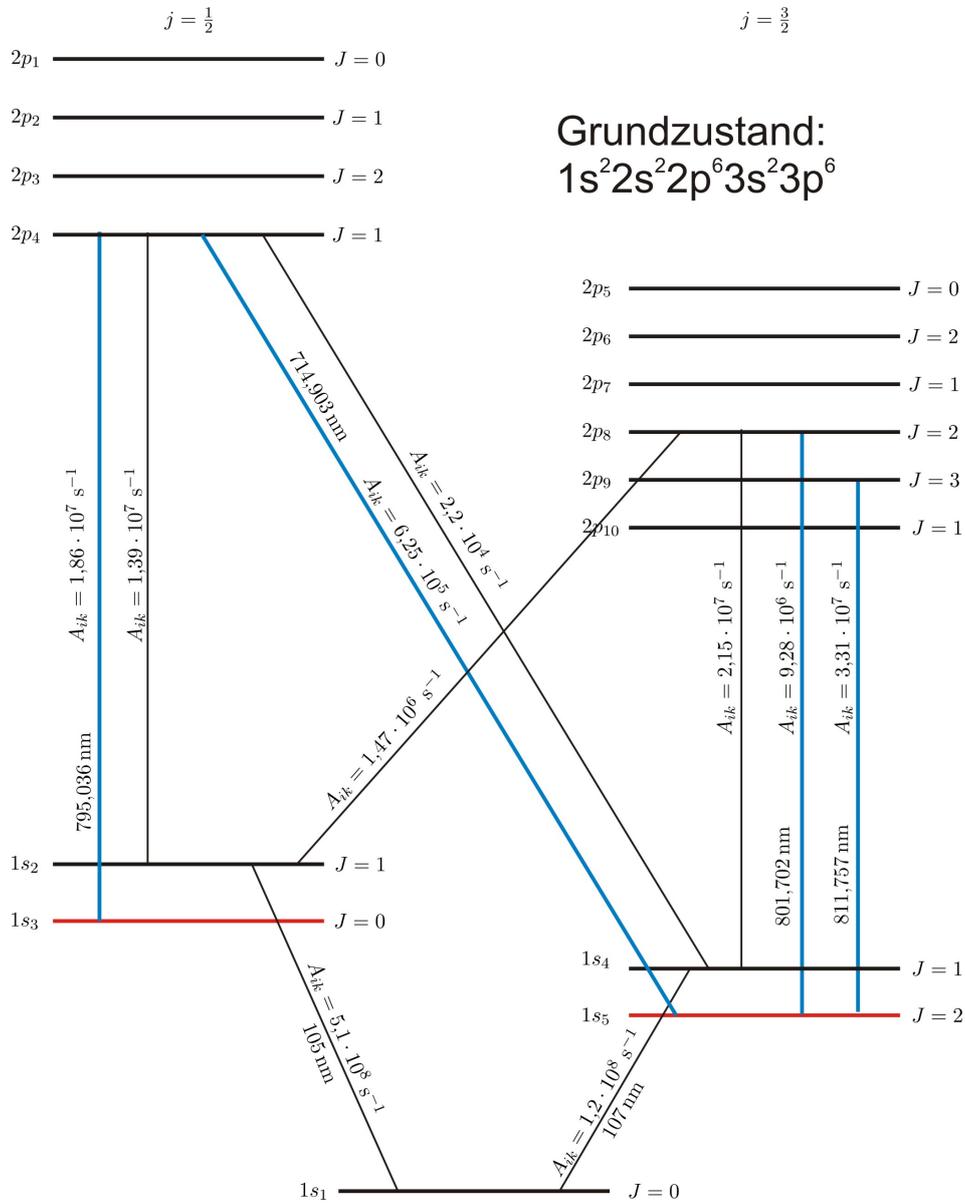
## 3.2 Argon und seine Übergänge

Argon wurde im Jahr 1895 als Bestandteil der Luft von Lord Rayleigh und Sir William Ramsay entdeckt [26]. Das chemisch inerte Edelgas besteht mit der Häufigkeit von 99,6% aus dem bosonische Isotop Ar-40 mit 18 Protonen und 22 Neutronen. Als Folge des  $gg$ -Kerns existiert kein magnetisches Kernmoment; folglich gestaltet sich das elektronische Energieschema mit der Abwesenheit einer Hyperfeinstruktur übersichtlich:

Die Grundzustandselektronenkonfiguration lautet  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$  mit drei abgeschlossenen Schalen. Da energetische Anregung in erster Linie über ein äußeres Leuchtelektron stattfindet, wird das sogenannte Racah- oder  $jl$ -Kopplungsschema mit der Korrespondenz zum Ein-Elektron-Atom verwendet. Der Drehimpuls  $\mathbf{L}$  und der Spin  $\mathbf{S}$  der inneren Schalen koppelt zunächst zum Gesamt-Drehimpuls  $\mathbf{j}$  des Atomrumpfes. Dieser koppelt dann mit dem Drehimpuls  $\mathbf{l}$  des äußeren Elektrons zu  $\mathbf{K}$  und schließlich mit dessen Spin  $\mathbf{s}$  zum Gesamtdrehimpuls  $\mathbf{J}$ .

Abbildung 3.2 verdeutlicht das resultierende Spektrum. Man unterscheidet zwei Äste

### 3.2 Argon und seine Übergänge



**Abbildung 3.2:** Argon-Energieniveaus in Paschen-Notation. Die rot markierten Zustände sind metastabil. Die relevanten Dipolübergänge in blau sind: Der geschlossene Übergang  $1s_5 - 2p_9$  (811nm) zur Kühlung der Atome, der offene Übergang  $1s_5 - 2p_8$  (801nm), welcher die Atome in den Grundzustand überführt sowie der Übergang  $1s_5 - 2p_4$  (714nm), welcher über spontane Emission (795nm) den zweiten metastabilen Zustand  $1s_3$  bevölkert. Genauere Übergangswellenlängen und Einstein-Koeffizienten  $A_{ik}$  sind angegeben.

### Kapitel 3 Single Photon Beam Splitter an der Argonstrahlapparatur

mit  $j = \frac{1}{2}$  und  $j = \frac{3}{2}$ , wobei schwache Übergänge zwischen beiden möglich sind.

$$\begin{aligned} \text{Für } l &= 1, \text{ die } p\text{-Zustände also, ergibt sich mit } K = j + l, j + l - 1, \dots |j - l| \\ \text{für } j &= \frac{1}{2}: K = \frac{1}{2}, \frac{3}{2} \\ \text{für } j &= \frac{3}{2}: K = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}. \end{aligned}$$

Mit den zwei noch möglichen Spinzuständen führt dies zu vier  $j = \frac{1}{2}$  und sechs  $j = \frac{3}{2}$  Niveaus.

Im Falle von  $l = 0$  bilden sich vier Unterniveaus aus ( $j = \frac{1}{2}$  und  $j = \frac{3}{2}$  mit jeweils zwei Kopplungsmöglichkeiten mit  $s = \frac{1}{2}$ ). Die verwendete Paschen-Notation bezeichnet den Zustand  $3p^5 4s$  mit  $1s$  und nummeriert die Unterezustände in der Reihenfolge absteigender Energien mit  $1s_2$  bis  $1s_5$  durch. Entsprechend wird mit der nächsten Gruppe  $3p^5 4p$  der angeregten Zustände verfahren, die mit  $2p$  gekennzeichnet wird.

Die Existenz eines metastabilen Zustandes jedes Astes erklärt sich durch die Auswahlregeln, welche in einem  $jl$ -gekoppelten System Übergänge mit  $\Delta J = 0, \pm 1$  und  $\Delta K = 0, \pm 1$  gestatten; Übergänge mit  $J = 0 \rightarrow J = 0$  und  $K = 0 \rightarrow K = 0$  sind ausgenommen. So besitzt der mit etwa 11,5eV angeregte Zustand  $1s_5$  eine Lebensdauer von 38 Sekunden [27], das  $1s_3$ -Niveau eine von 45 Sekunden.

Für die experimentelle Umsetzung des SPBS sind für Präparation und Detektion die (nah)resonante Wechselwirkung der Atome mit Lasern auf drei verschiedenen Übergängen relevant. Diese werden zusammen mit der verwendeten Laserlichtquelle im Folgenden kurz diskutiert:

#### **Geschlossener Übergang** $1s_5 \rightarrow 2p_9$

Die Wellenlänge dieses für die Atomstrahlpräparation und Laserkühlung verwendeten Übergangs liegt bei 811,757nm. Es handelt sich um einen absolut geschlossenen erlaubten Dipolübergang mit  $\tau = 30,1\text{ns}$ . Alle angeregten Atome fallen also mit Sicherheit zurück in den Ausgangszustand  $1s_5$ , was beim Laserkühlen ein Rückpumpen der Atome in den Kühlübergang unnötig macht.

Licht jener Wellenlänge wurde auch zur Erzeugung der Stehwellen, an denen im Experiment gebeugt wird, verwendet. Den Strahl liefert ein mit einem frequenzverdoppelten Diodenlaser gepumpter Titan-Saphir-Laser, bzw. ein Tapered Amplifier (Laserkühlung).

#### **Offener Übergang** $1s_5 \rightarrow 2p_8$

Die nötige Wellenlänge von 801,702nm für diesen Übergang liefert ein selbst gebauter gitterstabilisierter Diodenlaser mit 10mW Ausgangsleistung. Angeregte  $2p_8$ -Atome zerfallen nur mit 31%iger Wahrscheinlichkeit zurück in den metastabilen Ausgangszustand; die restlichen 69% gehen über die möglichen Zwischenzustände  $1s_2$  oder  $1s_4$  in den in

### 3.3 Prinzip des Single Photon Beam Splitter

unserem Experiment nicht detektierbaren Grundzustand über. Die Argonatome erreichen den Detektor zwar noch, ihre Energie reicht jedoch nicht mehr aus, ein Zählereignis zu bewirken. Folglich realisiert ein resonanter Übergang auf 801,702nm einen Absorptionsmechanismus für die Atome; dieses Laserlicht wird daher im Folgenden als absorptive Welle bezeichnet.

#### Offener Übergang $1s_5 \rightarrow 2p_4$

Resonantes Licht der Wellenlänge 714,903nm regt Atome im  $1s_5$ -Zustand in den Zustand  $2p_4$  an (Lebensdauer 53,8ns), von wo aus 56% der Atome unter Aussendung eines Photons der Wellenlänge 795,036nm im anderen metastabilen Zustand  $1s_3$  mit  $J = 0$  landen. Diesen Prozess kann man als Umpumpvorgang interpretieren. Es handelt sich um einem  $J = 2 \rightarrow J = 1$  - Übergang. Wichtig für die Experimente ist, dass metastabile  $1s_3$ -Atome insensitiv auf absorptives Licht (s.o.) reagieren. Das Licht bei 714,903nm wird erzeugt von einem Diodenlaser; auf spezielle experimentelle Probleme dieses Lasers bzw. Übergangs wird im Anhang am Ende dieser Arbeit noch einmal eingegangen.

#### Übergang $2p_4 \rightarrow 1s_3$

Der wahrscheinlichste Übergang, der auf die Anregung mit dem Licht bei 714,903nm folgt, ist wie oben bereits erwähnt der Zerfall in  $1s_3$  unter Emission eines Photons der Wellenlänge 795,036nm. Ein Laser dieser Wellenlänge sollte zum Mischen der zwei Impulszustände und zum Bewirken von Interferenzerscheinungen verwendet werden. Dazu ist der verwendete Titan-Saphir-Laser von 811,757nm einfach auf die hier geforderte Wellenlänge umzustimmen. Diese Laserstrahlung kam im Rahmen dieser Arbeit allerdings aufgrund anderer technischer Probleme noch nicht zum Einsatz.

Weiterhin stellt der Übergang von  $2p_4$  nach  $1s_3$ , beziehungsweise die anschließende spontane Emission des Photons mit  $\lambda \approx 795\text{nm}$ , den ursprünglichen gedanklichen Ausgangspunkt der vorliegenden Arbeit dar, was im Folgenden erläutert wird:

### 3.3 Prinzip des Single Photon Beam Splitter

Gedanklicher Kernpunkt dieser Arbeit ist die spontane Aussendung eines 795nm-Photons einmal direkt und einmal über einen Spiegel. Vor der Emission wird das Atom vom metastabilen Zustand  $1s_5$  aus, welchen die Teilchen des Atomstrahls innehaben, mit dem Umpumplaser im Folgenden abgekürzt „714nm“-Laser ( $\lambda = 714,903\text{nm}$ ) genannt, ins Niveau  $2p_4$  angeregt, von wo aus nun das einzelne Photon - wird es in die richtigen Raumwinkelbereiche emittiert - den Single Photon Beam Splitter schafft: Die beiden Prozesse direkte Aussendung/Aussendung via Spiegel sind ununterscheidbar; es handelt sich um einen kohärenten Prozess. Der Zustand des Systems nach der spontanen Emission ist eine kohärente Superposition aus beiden möglichen Verhaltensweisen während

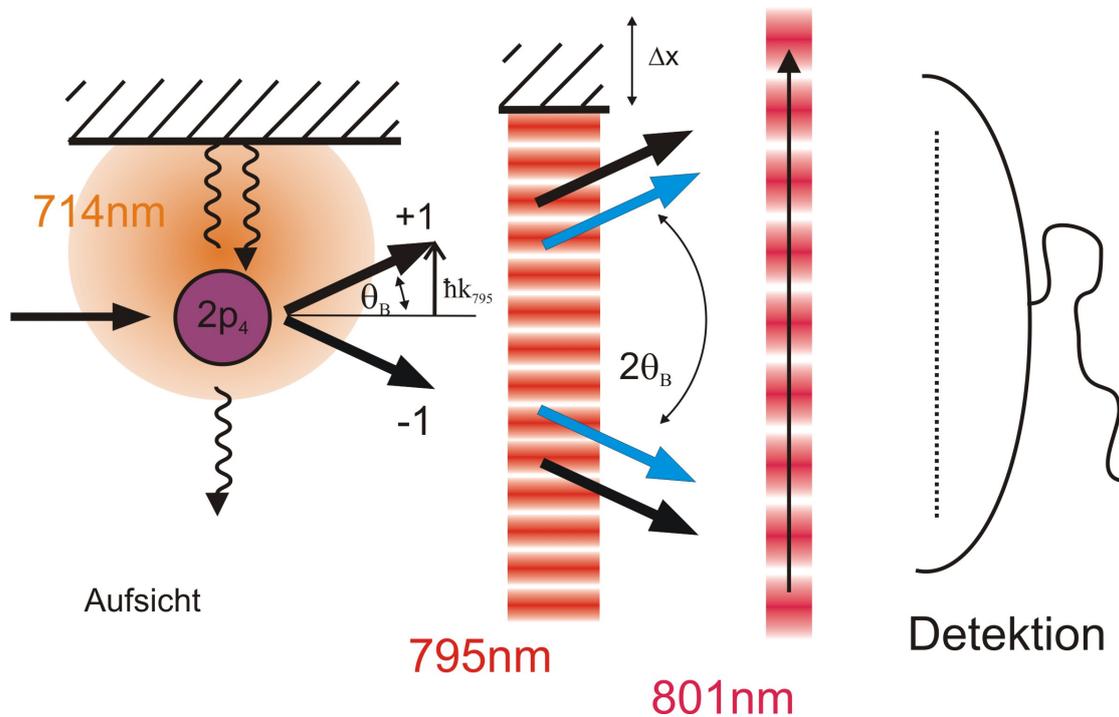
### Kapitel 3 *Single Photon Beam Splitter an der Argonstrahlapparatur*

der Abregung, solange das Photon in den Raumwinkelbereich der Ununterscheidbarkeit ausgestrahlt wurde. Wir betrachten nun nicht direkt die Photonen, sondern detektieren die transversale Impulsverteilung der Atome mit der MCP. Der Nachweis der Kohärenz erfolgt, indem die beiden Impulszustände zur Interferenz gebracht werden: Eine durch einen zweiten Spiegel erzeugte Stehwelle mit 795nm-Licht mischt die ursprünglich auseinanderlaufenden kohärenten Impulszustände wieder, und zwar über Braggbeugung. Die Strahlung bei 795nm soll durch den durchstimmbaren TiSa-Laser geliefert werden, welcher im Rahmen dieser Arbeit das 811nm-Licht erzeugte. Diese kam allerdings im Rahmen meiner Tätigkeit nicht mehr zum Einsatz. Mein Kollege Jiří Tomkovič schuf mittlerweile mit einer Spektroskopiezelle einen zusätzlichen elektronischen Regelkreis für diese Wellenlänge mittels Polarisationspektroskopie.

An dieser Stelle sei angemerkt, dass der vielleicht naheliegende Gedanke, einen SPBS auch durch Anregung des Zustands  $1s_5$  mit dem 811nm-Laser in  $2p_9$  und anschließende spontane Emission wieder eines 811nm-Photons realisieren zu können, problematisch ist. Die Durchführung des Experiments mit metastabilem Argon und dem oben geschilderten Umpumpvorgang ermöglicht nämlich eine sehr saubere Durchführung der Experimente. Folgend wird geschildert, warum speziell für dieses Schema sichergestellt ist, dass jedes detektierte Atom den gewünschten Prozess nur einmal durchlaufen hat. Ein Atom, das vom Zustand  $2p_4$  spontan in den Zustand  $1s_3$  zerfallen ist, hat den SPBS realisiert und verbleibt anschließend im Zustand  $1s_3$ . Gelangt das Atom vom Zustand  $2p_4$  unerwünschterweise durch spontane oder stimulierte Emission durch den Umpumpplaser wieder zurück in den Zustand  $1s_5$ , so ist es möglich, dieses Atom durch den absorptiven Laser bei 801nm in den Grundzustand zu überführen und so aus dem Experiment zu entfernen. Würde man beispielsweise das SPBS-Experiment auf dem geschlossenen Übergang bei 811nm durchführen, so bestünde dieser Vorteil nicht. Weiterhin ist obiges Zurückfallen der Atome aus dem Niveau  $2p_4$  nach  $1s_5$  wegen der Verzweignungsverhältnisse („Branching ratios“) der möglichen Zerfälle, ermittelt über die Einsteinkoeffizienten, vgl. Abb. (3.2) recht unwahrscheinlich, Mehrfachprozesse zwischen den Zuständen  $2p_4$  und  $1s_5$  folglich auch. Lediglich 1,9% der Atome in  $2p_4$  zerfallen ins Ausgangsniveau des Umpumpvorgangs  $1s_5$  zurück. 56% der Atome emittieren hingegen das gewünschte spontane Photon mit 795nm.

Abbildung (3.3) verdeutlicht schematisch den Gedanken, der hinter dem Single Photon Beam Splitter steht. Ein von oben einfallender Laser der Wellenlänge 714nm schafft den Ausgangspunkt. Spontane Emission folgt und erzeugt unter anderem die beiden interessierenden Impulszustände mit positivem und negativem Braggwinkel. Hierbei ist der Atomabstand zum ersten Spiegel ein wichtiger Parameter, siehe Abbildung (3.3). Eine darauffolgende zum unabgelenkten Strahl senkrechte Stehwelle (795nm) bewirkt Braggbeugung für beide Impulszustände und beugt Teile eines jeden in die jeweils andere Richtung. Je nach Phase der stehenden Welle erhält man einmal z. B. in der Richtung der +1. Ordnung konstruktive Interferenz und dafür in der -1. Ordnung destruktive Interferenz oder umgekehrt. Wichtig für die experimentelle Detektion der Interferenzstreifen ist die Einstellbarkeit dieser Phase durch Verschieben des Spiegels.

### 3.4 Abschätzung des interferierenden Anteils



**Abbildung 3.3:** Prinzip des Single Photon Beam Splitters und dessen Nachweis. Anregender Laser mit  $714\text{nm}$  von oben, danach Bildung des kohärenten Zustandes, Mischung mit dem  $795\text{nm}$ -Laser über Braggbeugung und Bildung eines Interferenzmusters je nach Verschieben der Stehwelle aus  $795\text{nm}$ -Licht längs der  $x$ -Achse. Auch ein  $801\text{nm}$ -Laser im Form einer laufenden Welle ist nötig, um alle nicht ins Niveau  $2p_4$  angeregten Atome von der Detektion auszuschließen. Winkel sind übertrieben dargestellt.

Ein Element von Bedeutung ist eine nach dem beschriebenen Aufbau folgende laufende Welle der Wellenlänge  $801\text{nm}$ , also ein absorptiver Strahl für all jene Atome im Zustand  $1s_5$ , die an den gewünschten Prozessen nicht teilgenommen haben und nur Untergrund im Signal liefern würden. Diese Atome werden mit dem absorptiven Laser ausreichender Leistung von der Detektion ausgeschlossen. Die Impulsverteilung aller anderen Atome wird aufgrund der zu weiten Verstimmung des absorptiven Lasers nicht weiter verändert.

### 3.4 Abschätzung des interferierenden Anteils

Es soll abgeschätzt werden, wie sich der Abstand der spontan emittierenden Atome vom Spiegel darauf auswirkt, unter welchem transversalen Winkelbereich  $\frac{\Delta\theta}{\theta}$  (vgl. Abb. (3.4)) Kohärenz der Prozesse direkte Emission/Emission via Spiegel zu erwarten ist. Hierbei

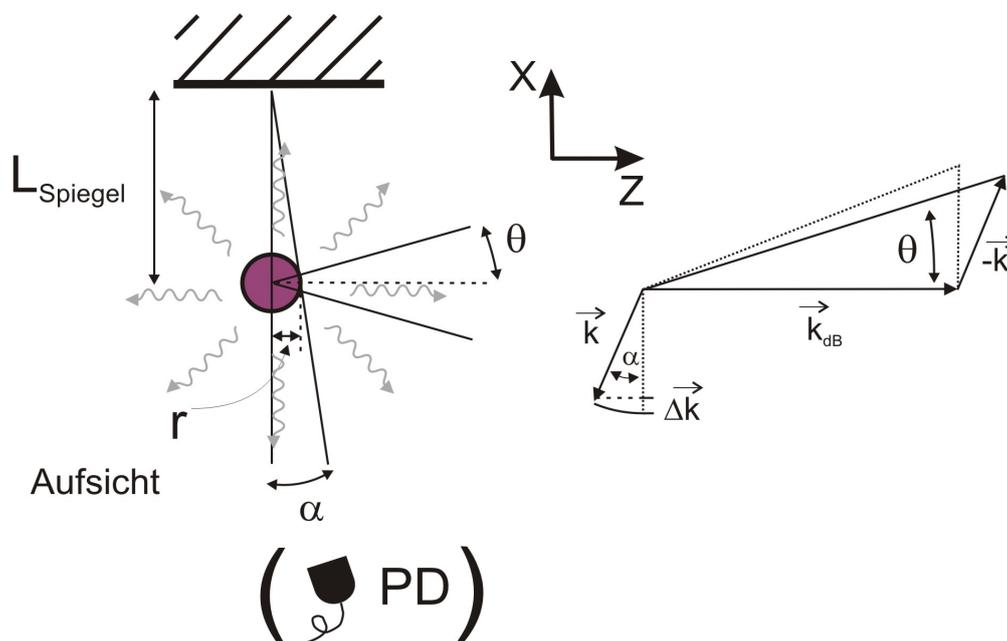
### Kapitel 3 Single Photon Beam Splitter an der Argonstrahlapparatur

wird deutlich, dass eine Nähe des Spiegel bei der Aussendung des Photon unabdingbar ist.

Nimmt man Resonanz des Laserlichts mit dem Übergang an, so stellt sich der vom Licht wahrgenommene Wechselwirkungsquerschnitt des Atoms dar als:

$$\sigma_{\Delta=0} = \frac{3\lambda^2}{2\pi} =: \pi r^2,$$

womit  $r = \sqrt{3/2} \frac{\lambda}{\pi}$  der entsprechende wechselwirkende Atomradius wird ( $\lambda \approx 795\text{nm}$ ).



**Abbildung 3.4:** Zur Abschätzung des zu erwartenden Winkelanteils der Beugung, welcher interferenzfähig ist.

Nach Abbildung (3.4) ist  $2\alpha$  der Beobachtungswinkel senkrecht zur Spiegelebene, bis zu jenem es nicht möglich ist zu unterscheiden, ob das detektierte Photon direkt ausgesandt oder vorher durch den Spiegel reflektiert wurde; denn hier trifft das reflektierte Photon (als Punktteilchen) das Atomvolumen wieder. Mit dem Spiegelabstand  $L_{\text{Spiegel}}$  erhält man:

$$\alpha = \frac{r}{L_{\text{Spiegel}}} = \frac{\sqrt{3/2}}{\pi} \frac{\lambda}{L_{\text{Spiegel}}} \approx 0,39 \frac{\lambda}{L_{\text{Spiegel}}}.$$

Die Korrelation jenes Winkels mit dem im Experiment direkt zu messenden Winkel der Änderung der Flugrichtung der Atome ist nun zu bestimmen. Entsprechend des rechten Teils der Abbildung (3.4) gilt:

$$\cos(\alpha) = \frac{k - \Delta k}{k} = 1 - \frac{\Delta k}{k} \approx 1 - \frac{\alpha^2}{2} \text{ (nach Taylor), womit}$$

### 3.4 Abschätzung des interferierenden Anteils

$$\frac{\Delta k}{k} \approx \frac{\alpha^2}{2}$$

folgt. Desweiteren ist

$$\Theta = \frac{k}{k_{dB}} \quad \text{und} \quad \frac{\Delta \Theta}{\Delta k} = \frac{1}{k_{dB}},$$

womit man schließlich

$$* \frac{\Delta \Theta}{\Theta} = \frac{\Delta k}{k_{dB}} \frac{k_{dB}}{k} \approx \frac{(2\alpha)^2}{2} \approx \frac{1,923 \times 10^{-13} \text{m}^2}{L_{\text{Spiegel}}^2} \quad (3.1)$$

erhält. Von Bedeutung ist, dass der Abstand zum Spiegel quadratisch eingeht. Für einen großen Spiegelabstand von etwa 10cm würde man beispielsweise ein  $\frac{\Delta \Theta}{\Theta}$  von nur  $1,9 \times 10^{-11}$  erhalten; befinden sich die Atome hingegen  $5\mu\text{m}$  vom Spiegel entfernt, steigt  $\frac{\Delta \Theta}{\Theta}$  auf immerhin 0,8%. Das heißt, in einem Winkelbereich von knapp einem Hundertstel des maximalen Ablenkungswinkels ist kohärentes Verhalten zu erwarten (vergleiche auch Abbildung (1.1), rechts). Für unser Experiment ist jedoch aufgrund der MCP-Auflösung ein  $\frac{\Delta \Theta}{\Theta}$  von mindestens  $\frac{1}{20}$  nötig. Die maximal mögliche Ablenkung der Atome durch die spontane Emission am Detektor ist nämlich etwa 20 Pixel, und Auflösungen von unter einem Pixel sind natürlich nicht möglich. Ein Spiegelabstand bei der Emission von  $L_{\text{Spiegel}} = 1\mu\text{m}$  vergrößert  $\frac{\Delta \Theta}{\Theta}$  auf 19,2%; also ein Fünftel des transversalen Ablenkungsbereichs ist dann bereits interferenzfähig. Nun sind noch die beiden Bereiche der Ablenkung der Atome hin zum Spiegel bzw. weg vom Spiegel zu überlagern, um Interferenz nachzuweisen.

An dieser Stelle sei angemerkt, dass die momentane Verwendung eines dielektrischen Spiegels die überhaupt erreichbare Nähe der Atome zum Spiegel beschränken kann. Bei solchen Spiegel befindet sich der Knoten einer gebildeten Stehwelle nicht direkt an der Spiegeloberfläche, sondern in einem Bereich im Spiegelmaterial. Die Atome können sich möglicherweise gar nicht unmittelbar am Spiegel befinden, wenn die Dipolkräfte der letzten Periode der Stehwelle direkt am Spiegel wirken. Deswegen ist die Verwendung eines Goldspiegels in Betracht zu ziehen. Dort befindet sich auf der Spiegeloberfläche stets der Knoten einer Stehwelle.

*Kapitel 3 Single Photon Beam Splitter an der Argonstrahlapparatur*

## 4 Experimentelle Umsetzung

In diesem Kapitel soll es um die Realisation und Charakterisierung des Spiegelaufbaus im Vakuum gehen. Bezüglich des Aufbaus der Atomstrahlapparatur, speziell der Erzeugung, Kollimation und Abbremsung der metastabilen Argonatome, sei verwiesen auf vorhergehende Diplomarbeiten, insbesondere [22] und [28], aber auch auf [13], [23] und [24]. Nach einer kurzen Erläuterung zur Bildverarbeitung werden Messungen zur Streuung an einer 714er-Welle werden vorgestellt; insbesondere wurde untersucht, inwiefern sich die Nähe zum Spiegel bei der spontanen Emission auf die Impulsverteilung der Atome auswirkt. Auch die verwendete Flexure zur Variation der Phase einer beugenden Stehwelle wird charakterisiert.

Das Scheitern des Aufbaus eines Zweistrahlinterferometers mit Stehwellen des Lasers mit 811nm Wellenlänge aufgrund der begrenzenden transversalen Kohärenz des Atomstrahls und der Imperfektion der vakuuminternen Spiegeljustage machte die Verwendung einer Mach-Zehnder-Konfiguration zur Untersuchung der relativen Spiegelverkipfung nötig, was dann im anschließenden Abschnitt thematisiert wird: Es war möglich, ein Mach-Zehnder-Interferometer umzusetzen. Die Charakterisation der Teilstrahlen und die endgültigen Messergebnisse werden präsentiert. Der SPBS konnte aber aus Zeitmangel nicht mehr demonstriert werden. Aber mit den dargestellten Vorversuchen und dem vorgenommenen Neudesign sind alle Voraussetzungen für die Umsetzung geschaffen.

### 4.1 Bildverarbeitung

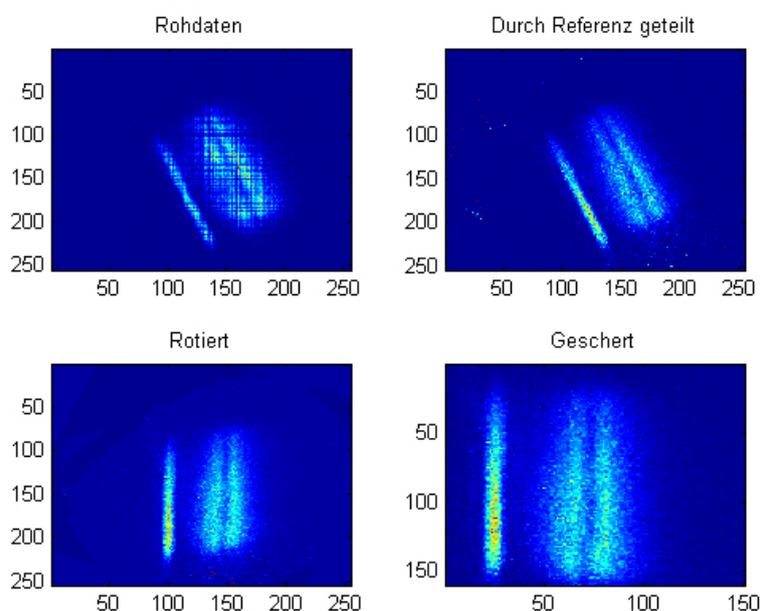
Hier möchte ich kurz auf das Detektorsystem und die nötigen Schritte der Bildverarbeitung eingehen:

Der Detektorkopf (MCP, Fa. Quantar, Open-Face MCP/RAE Sensor, Model 3390A) besteht aus zwei hintereinander liegenden Multi-Channel-Plates und einer flächenhaften Widerstandsanode (RAE). Eine Information von  $256 \times 256$  Pixeln auf einer Fläche von  $2,5 \times 2,5$ cm wird nach Verstärkung und Digitalisierung geliefert. Zum besseren Auflösen der transversalen atomaren Impulsverteilungen bzw. der Beugungsordnungen steht die MCP als Detektor nicht senkrecht im Atomstrahl, sondern wird schräg von diesem unter einem Winkel von nur  $10^\circ$  getroffen, [28]. Dies verbessert die Auflösung um einen Faktor von  $1/\sin(10^\circ) = 5,8$ . Somit entspricht 1 Pixel in transversaler Richtung nicht der Streu-

cke von  $100\mu\text{m}$  ( $\hat{=} 1\text{inch}/256$  Pixel), sondern nur  $100\mu\text{m}/5,8 = 17,4\mu\text{m}$ . Der Detektor ist aus konstruktiven Gründen allerdings verdreht eingebaut und auch noch um etwa  $20^\circ$  verkippt. Weiterhin ist zu beachten, dass starke Nichtlinearitäten des verarbeitenden Analog-Digital-Wandlers dazu führen, dass einige Koordinaten der Widerstandsanode gegenüber benachbarten Ortswerten bevorzugt werden; ein Streifenmuster auf den Detektorbildern ist folglich ein Artefakt der Detektorelektronik.

All jene Gegebenheiten machen eine nachträgliche Bildbearbeitung nötig, welche schrittweise in Abbildung (4.1) veranschaulicht wird.

Zunächst wird der Effekt der Inhomogenität korrigiert, indem jedes Detektorbild pixel-



**Abbildung 4.1:** Die nötigen Schritte zum Erhalten eines verwendbaren Beugungsbildes am Beispiel einer typischen Braggbeugungs-Aufnahme. Die Rohdaten weisen noch ein deutliches horizontales und vertikales Streifenmuster auf, was durch die Division der Daten durch das Bild einer homogen ausgeleuchteten MCP behoben wird. Die anschließende Rotation und Scherung sind nötig, um die montagebedingten geometrischen Verkippungen der MCP auszugleichen. Das Endbild zeigt einzelne Beugungsordnungen als vertikale Streifen.

weise durch ein möglichst homogen beleuchtetes Referenzbild geteilt wird. Dieses ist eine Aufnahme der möglichst gleichmäßig mit Atomen ausgeleuchteten MCP, die ohne die beiden kollimierenden Spalte angefertigt wurde. Durch eine regelmäßige Erneuerung des Referenzbildes lässt sich zudem der Effekt kompensieren, dass die Detektionseffizienz der MCP an Stellen starker Bestrahlung mit der Zeit abnimmt. Der anschließende Schritt ist die Drehung der Daten. Der Winkel dieser Rotation wird bestimmt durch die Aufnahme

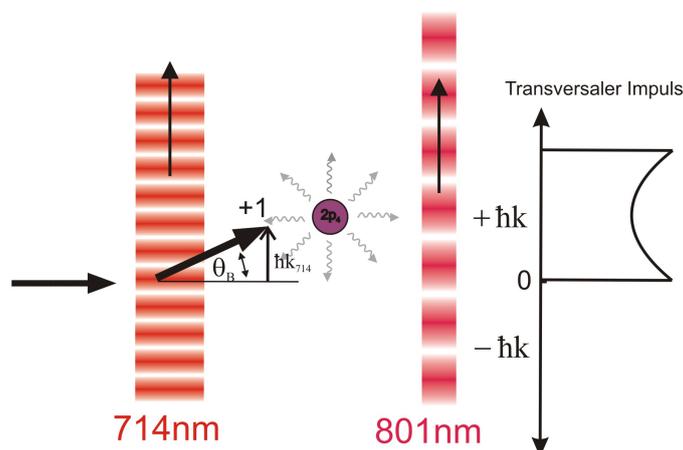
## 4.2 Streuung an laufender und stehender 714er-Welle

des Beugungsbildes eines schmalen Spaltes, welches vertikal ausgerichtet sein sollte. Die Verkipfung der MCP wird schlussendlich durch eine Scherung der Daten korrigiert.

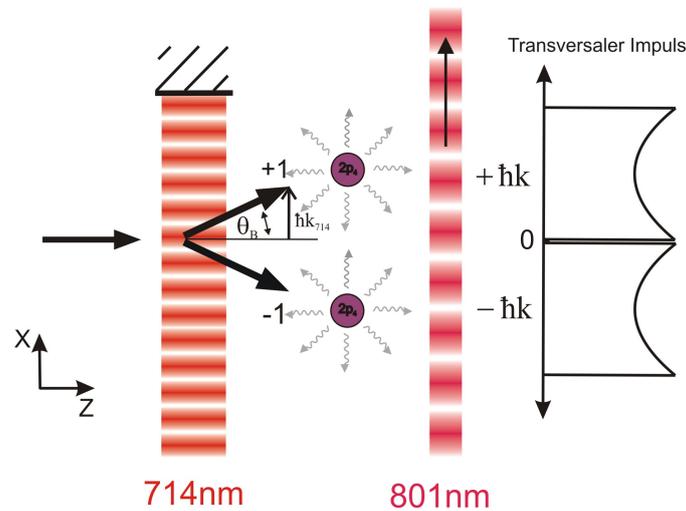
### 4.2 Streuung an laufender und stehender 714er-Welle

Nach der Erläuterung zur Bildverarbeitung möchte ich Messungen zur Streuung der Atome an einer resonanten 714er-Welle vorstellen. Jeweils an einer laufenden oder einer stehenden transversal kreuzenden Welle hatten die Atome die Möglichkeit, ins  $2p_4$ -Niveau überzugehen. Alle nicht angeregten Atome wurden mittels einer nachfolgenden Absorptiven Welle von der Detektion ausgeschlossen; deren Intensität wurde derart gewählt, dass ohne eine 714er-Welle keine Atome mehr detektiert wurden. Man kann somit feststellen, dass sämtliche nun noch nachgewiesenen Atome vom 714er Laser angeregt wurden und anschließend genau ein Photon der Wellenlänge 795nm spontan emittiert haben (alle anderen Teilchen wurden ja durch die 801er Absorptive Welle entfernt). Der Unterschied zwischen dem Fall der laufenden und der stehenden Welle besteht darin, dass die Atome bei der laufenden nur Impuls längs der Ausbreitungsrichtung erhalten können, wohingegen bei der stehenden Welle eine Impulverteilung, die symmetrisch zum Atomstrahl ist, zu erwarten ist. Dort ist neben  $+\hbar\mathbf{k}_{714nm}$  auch  $-\hbar\mathbf{k}_{714nm}$  zu übertragen.

Schematisch wird die Situation in den Abbildungen (4.2) und (4.3) dargestellt. Nach der Impulsänderung durch die Absorption des Photons der Wellenlänge 714nm, was einem Übertrag von  $\pm 1 \times \hbar\mathbf{k}_{714}$  entspricht, findet isotrope spontane Emission des 795nm-Photons statt; eine Impulsverteilung wie dargestellt ergibt sich.



**Abbildung 4.2:** Streuung des Atomstrahls an einer laufenden Welle der Wellenlänge 714nm. Die sich ergebende Impulsverteilung ist skizziert.



**Abbildung 4.3:** Fall der stehenden Welle mit 714nm. Symmetrisches Verhalten wird erwartet.

Man erwartet folglich bei der stehenden Welle eine um die Nullposition symmetrische Impulsverteilung doppelter Breite als im Fall der laufenden Welle, wo die Mitte um  $+\hbar\mathbf{k}$  verschoben ist. Dieses Verhalten wird durch die Messung zumindest qualitativ bestätigt (vgl. Abbildung 4.4). Die Kurven wurden wie folgt erhalten: Das durch die Referenz geteilte, gedrehte und gescherte Bild der MCP wird zunächst durch die gesamte auftreffende Atomzahl dividiert, um eine Normierung zu schaffen. Anschließend erfolgt eine Summation über die vertikalen Pixel 50 bis 80, was einfach dem Bereich des Detektorbildes entspricht, wo bei vorliegender Strahljustage optimale Wechselwirkung stattgefunden hat. Die Nullposition, also die Stelle des Auftreffens beim ungestörten Durchflug, wird bestimmt durch Aufnahme eines Beugungsbildes eines schmalen Spaltes und Feststellen der horizontalen Lage des Maximums. Es muss allerdings berücksichtigt werden, dass diese Nullposition mit einer gewissen Ungenauigkeit behaftet ist. Für alle Aufnahmen werden nämlich alle Teilchen in Zuständen mit  $m_j \neq 0$  nach der Wechselwirkungszone mit einem Magnetfeld von zwei starken Permanentmagneten durch den Stern-Gerlach-Effekt so stark abgelenkt, dass sie nicht mehr von der MCP erfasst und detektiert werden [23]. Ohne diese Magnete würden Atome mit einer Magnetquantenzahl ungleich Null durch vorhandene magnetische Steufelder leicht beeinflusst werden, was einen negativen Effekt auf die Qualität der Beugungsbilder hätte. Bei Anregung mit dem 714nm-Laser ergibt sich nun das Problem, dass durch ihn auch Teilchen in magnetischen Unterzuständen mit  $m_j \neq 0$  umgepumpt werden können (für den Ausgangszustand  $1s_5$  gilt ja  $J = 2$ ), die bereits durch Streufelder leicht abgelenkt wurden. Da sie im Zustand  $1s_3$  mit  $J = 0$  nicht mehr von den Magneten erfasst werden können, werden sie nicht aus dem Strahl entfernt, sondern verbleiben mit dieser leichten Ablenkung im Strahl. Dies führt zu einer Verschmierung der Position der Nullten Beugungsordnung.

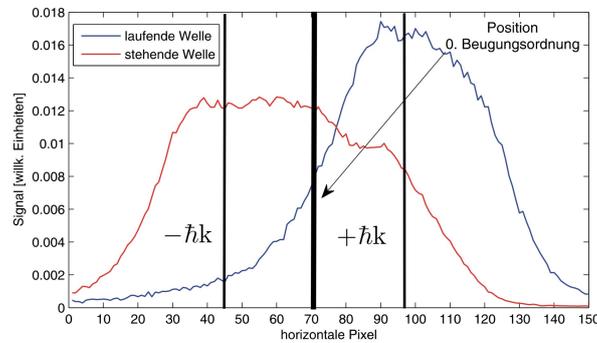
## 4.2 Streuung an laufender und stehender 714er-Welle

Die dem Impulsübertrag von  $\hbar k$  entsprechende Pixelzahl ist zu gewinnen aus Braggbeugungsbildern mit einer 811er stehenden Welle, wo die oben erläuterte Verschmierung nicht stattfindet: Da die kritische Braggbedingung nur für einen Teil der leicht divergent einfallenden Teilchen erfüllt ist, wird selektiv nur ein Teil des Strahl aus der ungebeugten nullten Ordnung herausgebeugt [13]; man stellt einen Dip in der nullten Ordnung fest, dessen Abstand zum Maximum der Bragg-beugten Ordnung bestimmt werden kann. Dieser Abstand auf der MCP ist nun  $2\hbar k$  zuzuordnen. Im vorliegenden Fall sind dies 46 Pixel, was die Atomgeschwindigkeit auf 31m/s festlegt. Folgende Überlegung liegt dieser Aussage zugrunde:

Gemessene  $n$  transversale Pixel entsprechen einer Ablenkung von  $n \cdot 17\mu\text{m}$ ; der Ablenkwinkel ist bei einer Flugstrecke von 1m nach der Stehwelle also etwa  $\frac{n \cdot 17\mu\text{m}}{1\text{m}}$ . Nach der Braggbedingung aber ist dieser Winkel gleichzusetzen mit  $\frac{2 \cdot v_{rec}}{v_{Atom}}$  (doppelter Braggwinkel),  $v_{rec} = \frac{\hbar k_l}{m}$ . Somit ergibt sich aus der Braggbeugung um  $n$  Pixel also eine Atomstrahlgeschwindigkeit von  $v_{Atom} \approx \frac{1435}{n} [\frac{m}{s}]$ . Ein Zurückrechnen auf die Verhältnisse bei einer Stehwelle des 714er Lasers ergibt eine  $\hbar k_{714}$  entsprechende Pixelzahl von 26.

Eine laufende 714er Welle wurde dadurch erhalten, dass im Vakuum kein Spiegel getroffen wurde; bei der stehenden Welle, wo innen ein Spiegel mit dem 714er Strahl (Durchmesser etwa 5mm) beleuchtet wurde, sorgte die Justierung des Rückreflexes zurück auf den Faserausgang, mit dem das Licht überhaupt erst auf den Experimentiertisch geleitet wird, für ein senkrecht auf den Spiegel [13].

Die Impulsverteilung bei der stehenden Welle ist breiter als das bei der laufenden (79,5

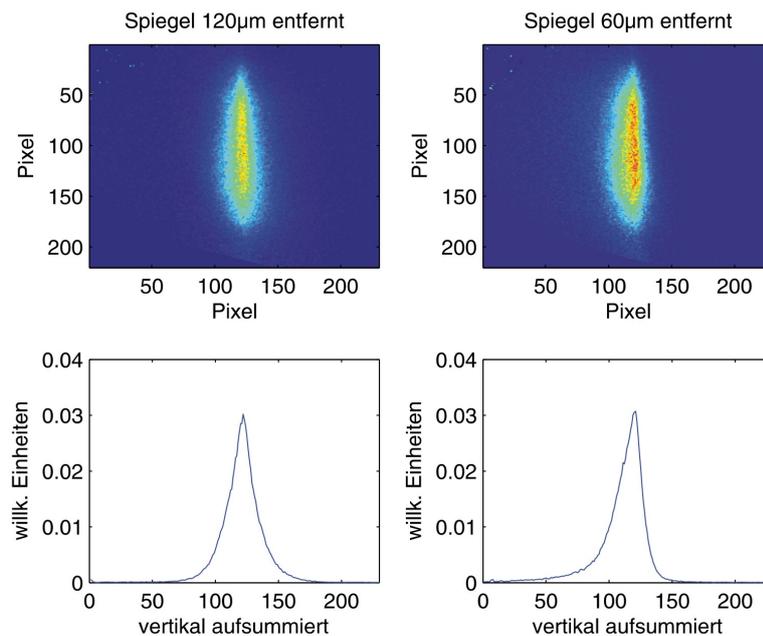


**Abbildung 4.4:** Gemessene transversale Impulsverteilungen. Markiert sind die Nullposition und die  $\pm\hbar k$  entsprechenden horizontalen Pixel. Die Breite des zweiten kollimierenden Spaltes war  $20\mu\text{m}$ , Aufnahmezeit 500s bei absolutem Atomfluss von etwa 10 000 Teilchen pro Sekunde.

Pixel entsprechend  $3,1 \cdot \hbar k$  (FWHM) gegenüber 55 Pixel entsprechend  $2,1 \cdot \hbar k$ ). Auch eine Verschiebung des Zentrums der Verteilung ist festzustellen, wenn auch nicht genau um die  $\hbar k$  entsprechende Pixelzahl. Auffällig ist weiterhin die Asymmetrie vor allem bei der stehenden Welle. Rechts, wo sich der Spiegel befindet, ist stets, also auch bei allen

folgenden Messungen, ein recht steiles Ansteigen der Kurve festzustellen. Dies könnte zurückgeführt werden auf die Nähe des Spiegels und einem eventuellen „Schattenwurf“ zugeordnet werden (in den Graphen befindet sich der Spiegel immer rechts). Allerdings befand sich dieser bei obiger Messung  $140\mu\text{m}$  vom Atomstrahl entfernt (der nächste Abschnitt geht genauer auf den erwähnten Parameter des Spiegelabstandes ein). Auch der deutliche Intensitätseinbruch der Kurve bei der stehenden Welle um die horizontalen Pixel 80-90 tritt bei nachfolgenden Messungen auf und ist im Rahmen dieser Arbeit bislang nicht vollständig erklärbar, genauso wie die erkennbare Verschiebung nach rechts um die etwa  $\hbar k/2$  entsprechende Pixelzahl der Beugungsbilder an der stehenden Welle. Bezüglich der Leistung im Strahl des  $714\text{nm}$ -Lasers muss festgestellt werden, dass bereits die geringe Leistung von nur etwa  $0,2\text{mW}$  auf dem Strahlquerschnitt von circa  $20\text{mm}^2$  ausreichend war um den maximalen Fluss an Atomen im Zustand  $1s_3$  zu erreichen. Das heißt, der Fluss sättigt recht schnell, was belegt wurde durch Entfernung eines Teils der Strahlung mittels eines polarisierenden Strahlteilers.

Um jedoch den Einfluss des nahestehenden Spiegels auf Impulsverteilungen zu ver-



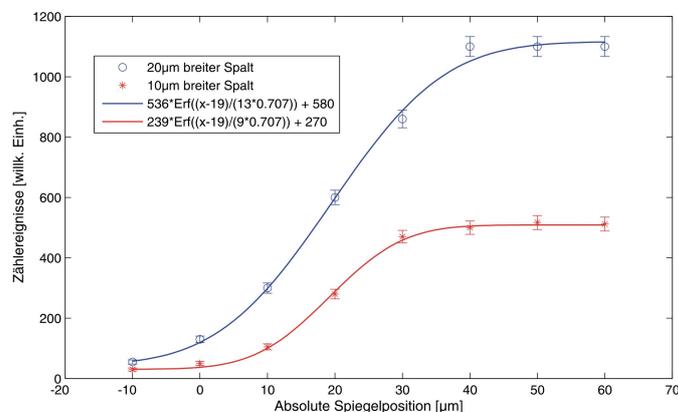
**Abbildung 4.5:** MCP-Aufnahmen ohne Laser, lediglich betrug der Abstand des Atomstrahls vom Spiegel einmal  $120\mu\text{m}$  und einmal  $60\mu\text{m}$ . Unten ist eine vertikale Summation ausgeführt.

deutlichen, stellt Abbildung (4.5) zwei aufgenommene MCP-Bilder dar. Der zweite der kollimierenden Spalte war  $20\mu\text{m}$  breit. Der Atomstrahl kreuzte keine Lichtwellen. Rechts befand sich der Spiegel auf der Absolutposition  $120\mu\text{m}$ , links ist war er  $60\mu\text{m}$  weiter Rich-

tung Atomstrahl verfahren auf der Position  $60\mu\text{m}$ . Bezüglich diesen Absolutpositionen sei verwiesen auf nächsten Abschnitt, hier ist nur von Bedeutung, dass auch bei der näheren Position von  $60\mu\text{m}$  der Atomfluss nicht merklich reduziert war; förmlich „abgeschnitten“ wurden also keine Atome. Und dennoch zeigt sich links ein recht asymmetrisches Verhalten, besonders zu erkennen unten, wo eine vertikale Summation über die Pixel 40 bis 160 ausgeführt wurde. Eine Begründung für ein derartiges Verhalten kann in einer Magnetisierung des Spiegelaufbaus, also etwa magnetisierten Spiegelhalterschrauben oder einem Magnetfeld der Flexure, liegen. Magnetfelder mischen die verschiedenen magnetischen Unterzustände, was dazu führen kann, dass auch Atome beeinflusst werden, die nachher im Zustand  $m_j = 0$  nicht durch das selektierende Feld der Permanentmagnete von der Detektion ausgeschlossen werden.

### 4.3 Gewährleisten der Nähe zum Spiegel

Wie weiter oben in Abschnitt (3.4) bereits deutlich wurde, sollten sich beim Single Photon Beam Splitter die durch den 714er Laser angeregten Atome bei der Emission des 795er-Photons möglichst nahe am Spiegel befinden. Dazu wird der Spiegelhalter soweit in den Atomstrahl gefahren, bis das Detektorsignal auf die Hälfte abgefallen ist. Das entsprechende Procedere verdeutlicht Abbildung (4.6): Hier wird für die beiden Fälle des



**Abbildung 4.6:** Zählereignisse pro Sekunde in Abhängigkeit der Spiegelposition für schmalen und breiteren Atomstrahl.

$10\mu\text{m}$  breiten und des  $20\mu\text{m}$  breiten zweiten Spaltes das Hineinfahren des Spiegels in den Atomstrahl quantitativ dargestellt. Der gesamte Spiegelaufbau im Vakuum wurde auf einem Verschiebetisch (Firma Newport) montiert, der in einem Bereich von  $2,5\text{cm}$  auf  $1\mu\text{m}$  genau mittels eines Oriol-Motors bewegt werden kann. In Abhängigkeit der außen am Motorcontroller zu regelnden absoluten Spiegelposition sind nun die auf den gesam-

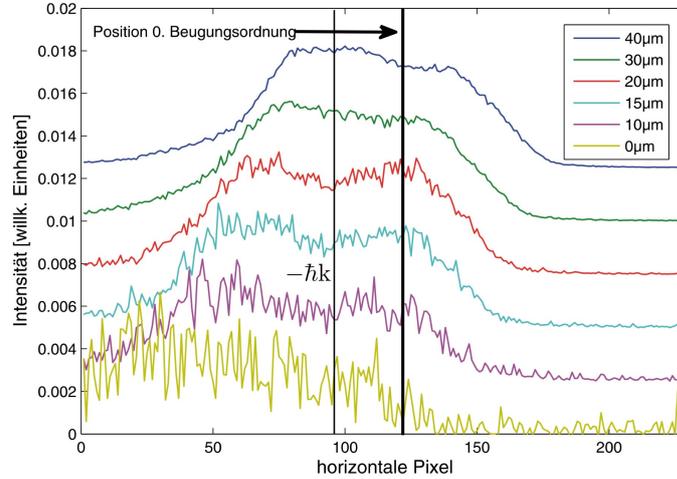
ten Detektor treffenden Flüsse an metastabilen Atomen pro Sekunde dargestellt. Der erreichbare Gesamtfluss liegt beim  $10\mu\text{m}$ -Spalt selbstverständlich um einen Faktor zwei unterhalb dessen eines  $20\mu\text{m}$ -Spaltes; genaugenommen wird die Spaltbreitenregulierung sogar über den absoluten Atomfluss vollzogen, d. h. ausgehend vom geöffneten  $40\mu\text{m}$ -Spalt nimmt man einen  $10\mu\text{m}$ -Spalt für geviertelten Atomfluss an. Die Datenpunkte wurden gefittet mit einer Errorfunktion, sprich dem Integral von  $-\infty$  bis zum entsprechenden Punkt einer normierten Gaußfunktion variabler Breite. Jene Errorfunktion wurde zusätzlich noch längs der  $x$ - und  $y$ -Achse verschoben. Die Tatsache, dass die Daten derart zu fitten sind, bekräftigt die Annahme einer transversalen gaußförmigen Verteilung der Atome. Als wichtigen Fitparameter erhält man den Strahldurchmesser (zwei Standardabweichungen)  $18\mu\text{m}$  ( $26\mu\text{m}$ ) für den  $10\mu\text{m}$  ( $20\mu\text{m}$ )-Spalt. Die Atomstrahlen sind folglich breiter als gedacht. Dies zeigt, dass bereits bei diesen Spaltbreiten Beugungseffekte eine Rolle spielen; weiterhin ist eine schon vor den beiden Spalten gaußförmige Intensitätsverteilung der Atome in Betracht zu ziehen. Festzustellen bleibt, dass eine Verdoppelung der Spaltbreite der Multiplikation der Standardabweichung der resultierenden atomaren Verteilung mit  $\sqrt{2}$  gleichkommt. Man würde hier nun den Spiegeltisch auf die absolute Position „ $20\mu\text{m}$ “ setzen und dort den Abstand Atom-Spiegel „0“ setzen.

#### 4.4 Einfluss eines näherrückenden Spiegels auf die Impulsverteilung

Gegenstand dieses Abschnitts sind Messungen, die den Einfluss des näherrückenden Spiegels, der die stehende Welle des  $714\text{nm}$ -Lasers bildet, auf die Impulsverteilung der Atome aufzeigen. Bei verschiedenen Spiegelpositionen wurden Impulsverteilungen aufgenommen und wie bereits oben vertikale Summationen durchgeführt, hier von 70 bis 120 Pixeln (Die Strahljustage wurde im Vergleich zu oben geändert). Die Nullposition des Spiegels wurde festgelegt wie im vorhergehenden Abschnitt erläutert.

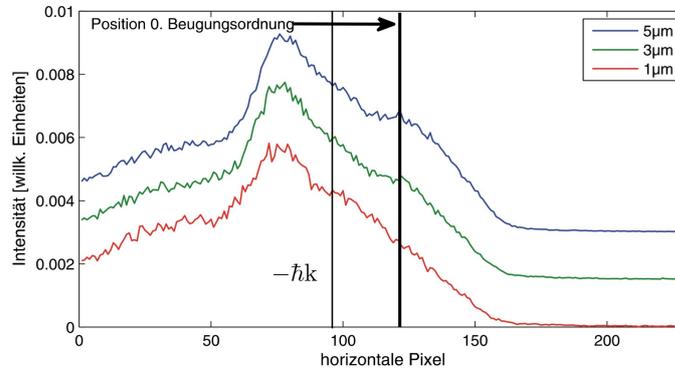
Der Gesamtfluss an Atomen pro Sekunde lag bei etwa 10 000 ohne den in den Strahl gefahrenen Spiegel, bei näherem Spiegel natürlich entsprechend geringer. Eine erste Messreihe von 40 bis  $0\mu\text{m}$  zeigt Abbildung (4.7). Die Kurven wurden der besseren Vergleichbarkeit wegen jeweils vertikal gegeneinander verschoben. Bei der Messkurve mit Spiegelposition  $0\mu\text{m}$  zeigt sich bereits ein sehr großes Rauschen trotz der Aufnahmezeit von 400 Sekunden. Deswegen wurde in einer weiteren Messung Abbildung (4.8) eine Integrationszeit von 30 Minuten für eine Aufnahme gewählt; dort wurde auch die Breite des zweiten Spaltes auf  $d_2 = 10\mu\text{m}$  halbiert, um bessere Kollimation zu gewährleisten. Zusammenfassend stellt man eine Verschiebung der gebeugten Impulsverteilung nach links, also weg vom Spiegel, beim Näherrücken des Spiegelaufbaus fest. Auch die Form der Verteilung ändert sich leicht: Die Anteile der Verteilungen, welche weggerichtet sind vom Spiegel gewinnen an Bedeutung. In keinem Fall ist eine symmetrische Verteilung festzustellen, obwohl senkrechter Einfall der Atome auf die Stehwelle gewährleistet wurde. Dies geschah, indem über die Spiegelverkipfung die Mittelposition der Bragg-Beugung

#### 4.4 Einfluss eines näherrückenden Spiegels auf die Impulsverteilung



**Abbildung 4.7:** Streuung an stehender 714er-Welle für verschiedene Spiegelabstände. Die Nullposition entspricht hier dem Fall, dass der Spiegel bis zur Mitte des Atomstrahls verfahren wurde. Die Kurven sind jeweils vertikal verschoben, um bessere Vergleichbarkeit zu schaffen.

an einer 811nm-Stehwelle zwischen Beugung nach rechts und nach links gefunden wurde. Diese Position entspricht senkrechtem Einfall. Insgesamt werden auf die Richtung des Spiegels gerichtete Impulsanteile geblockt. Weiterhin auffallend ist das in Abbildung (4.8) festzustellende Auftreten von Impulsüberträgen im Bereich von  $-3 \times \hbar k$  in Form eines breiten Peaks. Jene Erscheinung mag vorschleunigt erklärt werden durch mehrfache Absorption eines Photons der Wellenlänge 714nm und anschließende stimulierte Emission eines ebensolchen. Dies würde einem Beugungsverhalten wie an einer Stehwelle des geschlossenen Übergangs von 811nm entsprechen. Gegen jene Begründung spricht allerdings der Sachverhalt, dass laut Argon-Termschema zwar „nur“ 56% der Teilchen umpumpen werden ins metastabile Niveau  $1s_3$ , der Rest von 44% jedoch mitnichten in  $1s_5$  zurückfällt, sondern wahrscheinlicher schrittweise in den Grundzustand zerfällt. Das Umpumpen in  $1s_3$  ist dreißig mal wahrscheinlicher als ein Zurückfallen durch stimulierte Emission in  $1s_5$ . Natürlich würde bei starker Steigerung der Intensität des 714nm-Lichtes stimulierte Emission zurück nach  $1s_5$  an Bedeutung gewinnen. Aber auch ist die Anregung durch den 714nm-Laser nicht derart effektiv, dass Mehrfachanregungen bei hier verwendeten Wechselwirkungszeiten möglich sind. Diese Gegebenheit lässt sich zeigen an Detektoraufnahmen ohne nachgeschaltete absorptive Welle. Dort tritt ein deutlich erhöhter Atomfluss auf, was bedeutet, dass bei weitem nicht alle Atome durch den 714nm Laser umpumpen werden, sondern eben auch im  $1s_5$ -Niveau verbleiben. Eine weitere denkbare Erklärung könnte Quantenreflexion der Teilchen an der Spiegeloberfläche sein, wofür die festgestellten Verschiebungen (Größenordnung 30 Pixel, was  $500\mu\text{m}$  am De-



**Abbildung 4.8:** Messungen wie oben in Abbildung (4.7), allerdings mit geringerem Spiegelabstand der Atome. Die Kurven sind jeweils vertikal um 0,015 verschoben und die Integrationszeit für die Aufnahmen war hier bei vergleichbarem Gesamtfluss ohne im Strahl stehenden Spiegel deutlich länger (30min).

tektor entspricht, wenn der Spiegel nur  $5\mu\text{m}$  verfahren wird) viel zu groß wären. Die Tatsache, dass die spontane Emission ungerichtet erfolgt, sorgt jedenfalls für ein Auswaschen der Impulsverteilungen.

Letztlich zufriedenstellend zu erklären sind die atomaren Verteilungen jedoch nicht.

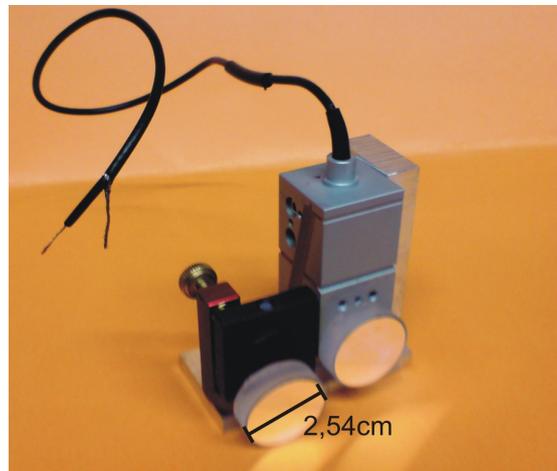
## 4.5 Spiegelhalterung mit Flexure

In diesem Abschnitt soll es um Realisation des Spiegelaufbaus im Vakuum für den Nachweis der durch den Single Photon Beam Splitter erzeugten kohärenten Superposition zweier Impulszustände gehen. Der konkrete Aufbau wird erläutert, und die Eichung des Bauteils, welches ein Durchfahren der Phase einer Stehwelle erlaubt - der Flexure also - wird vorgestellt.

### 4.5.1 Montage beider Spiegel

Um ein Interferenzverhalten festzustellen, bedarf es zunächst eines Spiegels zur Erzeugung der Kohärenz, also zur Realisierung des SPBS, im Folgenden „erster Spiegel“ genannt. Verwendet wurde ein runder dielektrischer Spiegel der Firma Newport für den Bereich des nahen Infrarot („5102-NIR“, Durchmesser 1inch). Der Spiegel wurde befestigt auf einem Radiant-Dyes-Spiegelhalter, was eine Justagemöglichkeit nur bei geöffnetem Vakuumssystem bedeutet.

Ein zweiter nachfolgender Spiegel ist nötig zur Bildung der Stehwelle, die beide auseinanderlaufenden Impulsanteile des kohärenten Zustandes wieder mischt. Die vom Atomstrahl wahrgenommene Phase jener Stehwelle muss durchstimmbare sein, was eine Verfahrbarkeit der Spiegeloberfläche längs deren Normalen erfordert. Dies wird gewährleistet



**Abbildung 4.9:** Die Spiegelhalterung zum Einbau ins Vakuum. Der erste Spiegel (Durchmesser 1 inch) auf einem Radiant-Dyes-Spiegelhalter mit Feingewindeschraube, der zweite auf der PI-Flexure. Der Atomstrahl würde 6mm oberhalb der Standfläche vorbeifliegen.

durch die Befestigung des gleichen Spiegelstyps wie oben beim ersten Spiegel auf eine Flexure der Firma PI (PI 280.30A). Dieses Bauteil ist mit Kontraktions-Piezoelementen ausgerüstet, die in ein Führungssystem mit reibungsfreien Festkörpergelenken in einem Aluminiumgehäuse integriert sind. Es ermöglicht ein Verfahren der Spiegeloberfläche um maximal  $100\mu\text{m}$  mit einer Genauigkeit von 1nm und wird über eine Gleichspannung gesteuert, die wiederum geliefert wird von einem Verstärker („PI E-463 HVPZT-Amplifier“). Die Flexure ist seitlich befestigt auf einem Aluminiumträger, auf den auch der Halter mit dem ersten Spiegel montiert ist, Abbildung (4.9) zeigt ein Photo der Konstruktion. Der Träger wird innerhalb der Vakuumapparatur auf dem Verschiebetisch (s.o.) mit einem größeren Spiegelhalter angebracht, was die horizontale und vertikale Verkippung des gesamten Trägers ermöglicht. Jener Halter ist von außen über Mikromotoren (Firma Oriol) steuerbar, was letztlich nur noch eine relative Justage der beiden Spiegeloberflächen zueinander mittels des Radiant-Dyes-Halters erfordert; die Ausrichtung bezüglich des Atomstrahls ist anschließend von außerhalb noch über den großen Spiegelhalter, auf dem die Konstruktion befestigt ist, möglich. Jenes Parallelstellen beider Spiegel wird bewerkstelligt über das Zurückführen eines auftreffenden Reflexes bis in die Faser, die das Licht auf den Experimentiertisch gebracht hat. Zuvor wurde noch mittels einer  $\lambda/4$ -Platte vor dem zurückwerfenden Spiegel die ursprüngliche lineare Polarisation beim Zurückgehen um  $90^\circ$  gedreht, sodass das rückgeführte anders polarisierte Licht über einen Strahlteiler („Cube“) ausgekoppelt und mit einer Photodiode detektiert werden kann. Dieses Vorgehen war separat für beide Spiegel möglich, weil der einfallende Strahl über Zylinderlinsen genügend aufgeweitet war, um beide benachbarten Spiegel zu beleuchten. Zur groben Vorjustage wurde jeweils der Strahl mit einer Blende in sich

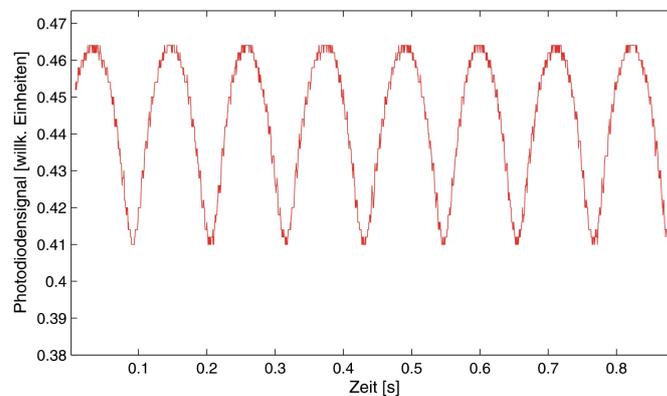
zurückgeführt.

#### 4.5.2 Eichung der Flexure

Dieser Abschnitt stellt die durchgeführte Eichung der verwendeten Flexure vor. Es musste festgestellt werden, welche angelegte Gleichspannung, die man an den Piezoverstärker anlegt, zu welcher Kontraktion oder Expansion des Bauteils führt.

Da es hier um Bewegungen im Nanometerbereich geht, wurde eine interferometrische Methode gewählt. In einer normalen Michelson-Morley-Konfiguration mit dem 714nm-Laser wurde die Flexure mitsamt Spiegel als Begrenzung des einen Interferometerarms eingesetzt. Bekanntlich tritt nun konstruktive Interferenz am Ausgang ein, falls der Gangunterschied beider Arme einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge entspricht; Auslöschung entsteht bei ungeradzahligen Vielfachen der halben Wellenlänge. Eine Photodiode detektierte die Ausgangsleistung. Das Interferometer musste nicht perfekt ausgerichtet sein, es genügte das Erscheinen von hinreichend aufgeweiteten Interferenzstreifen, sodass die sensitive Fläche der Photodiode nicht über hellen und dunkle Bereiche integrierte.

Über einen Funktionsgenerator wurde nun ein langsames linear ansteigendes Signal auf den Piezoverstärker gegeben. Eine Verkürzung des einen Interferometerarms um  $\lambda/2$  ändert den Gangunterschied beider Arme gerade um  $\lambda$ , was das Interferenzmuster auf der Photodiode genau um eine Periode verschiebt. Das von der Photodiode gelieferte

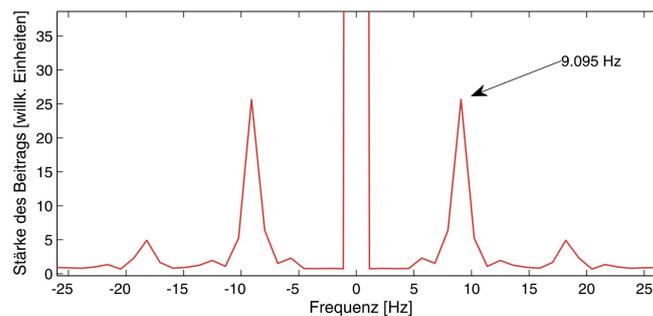


**Abbildung 4.10:** Zeitabhängiges Photodiodensignal beim Michelson-Morley-Interferometer. Die Länge eines Arms wurde linear mit der Zeit über die Flexure vergrößert, um diese zu eichen.

Signal zeigt Abbildung (4.10). Die Tatsache der nicht  $\sin^2$ -förmigen Kurve mag darin begründet sein, dass die Photodiode, falls sie nicht gesättigt war, zumindest nicht mehr im linearen Bereich der Abhängigkeit „eingefallene Lichtintensität - ausgegebene Spannung“ gearbeitet hat. Dies ist jedoch nicht weiter relevant, da nur die zeitliche Pe-

riodizität des Signals von Bedeutung ist. Umgebungs- und Streulicht ließen die gemessene Intensität auch in den Minima nicht ganz auf null absinken.

Abbildung (4.11) stellt die zeitliche Fouriertransformation des Photodiodensignals beim



**Abbildung 4.11:** Zeitliche Fouriertransformation des Photodiodensignals vom Michelson-Morley-Interferometeraufbau zur Flexureichung.

Durchfahren der Flexure mit der langsam linear steigenden Spannung dar. Der konstante Untergrund wird durch die zugehörige große Spitze bei der Frequenz von 0Hz vertreten. Die nicht sinusförmige Kurve bedingt beigemischte andere Frequenzen, die Spitze in der Fouriertransformation bei 9,095Hz hingegen ist der gefragten Periodizität zuzuordnen, was ein Vergleich mit dem Ausgangssignal zeigt: Dort wiederholt sich der Output nach 110msec, was 9,09Hz bedeutet. In jenen 110ms hat ein Verfahren der Flexure um  $\lambda/2 = 357,5\text{nm}$  stattgefunden, während sich die angelegte Spannung vor dem Verstärker um 22mV änderte. Denn konkret wurde mit dem Funktionsgenerator in 20 Sekunden die Spannung von 4 Volt linear durchgeföhren, was ein lineares Ausdehnen der Flexure bewirkte. Es ergibt sich diese Eichung:

- 61,6mV Spannung vor dem Verstärker bewirken ein Verfahren der Flexure von  $1\mu\text{m}$ .

Stellt man die Spannung direkt am Piezo-Controller ein, der einen Verstärkungsfaktor von 150 ausgibt, so gilt die Umrechnung:

- 1V Spannung, direkt am Verstärker eingestellt, bewirkt ein Verfahren von 108nm.

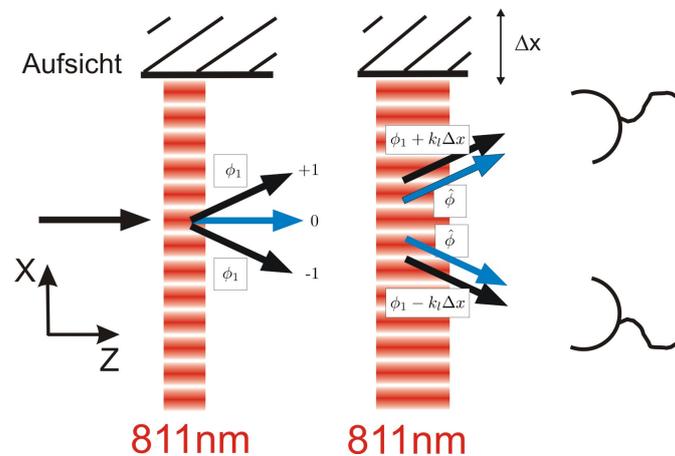
## 4.6 Zweistrahlinterferometer

Voraussetzung zur Demonstration der Kohärenz durch Interferenz der beiden Pfade beim SPBS ist die Gewährleistung der Parallelität der Oberflächen beider Spiegel: Der eine zur Erzeugung der Kohärenz, der das spontan emittierte Photon reflektiert, der andere, welcher die Stehwelle bildet und durch Mischen Interferenz bewirkt. Die Voraussetzung von Braggeinfall soll bestmöglich für die interferenzfähigen Impulszustände des SPBS

erfüllt sein. Außerdem sollten die Atome über die Höhe des Atomstrahls hinweg die gleiche Phase der Stehwelle wahrnehmen. Dies ist nötig, da die Atome eine Geschwindigkeitsverteilung besitzen, schnelle Atome beim Durchfliegen also weniger stark durch die Gravitation abgelenkt werden als langsamere. In einer gewählten Höhe der Detektion kommen folglich Atome verschiedener Geschwindigkeit an, die aber gleiche Parameter der Stehwelle wahrgenommen haben sollten. Als Methode zur Feststellung der Verkippung der interessierenden Spiegel um eine horizontale Achse wurde Atominterferometrie verwendet, wofür es im Folgenden gehen soll. Allerdings erkannten wir im Zuge der Realisation bereits eine Verkippung beider Spiegeloberflächen gegeneinander bezüglich einer vertikalen Achse, weswegen ein Zweistrahlinterferometer nicht realisiert werden konnte. Dies wird in diesem Abschnitt verdeutlicht.

#### 4.6.1 Anordnung mit senkrechtem Einfall

Im Folgenden wurden als Beugungs-Gitter oder -Kristall stets Stehwellen des circa 6-7GHz verstimmt 811nm-Lasers verwendet, was refraktive Wechselwirkung bedeutet. Die Prinzipskizze einer symmetrischen Anordnung ist in Abbildung (4.12) gegeben.



**Abbildung 4.12:** Schematische Darstellung eines Zweistrahlinterferometers mit senkrechtem Einfall der Atome auf die Stehwellen.

Der Atomstrahl trifft senkrecht auf beide Stehwellen. Wird der Fall hinreichend geringer Potentiale betrachtet, so entstehen nur erste und keine höheren Beugungsordnungen. In den dargestellten Detektionsrichtungen ist die Beschränkung auf reine Zweistrahlinterferenz möglich. Die Phasen der Beugungsordnungen in Bezug auf die nullte Ordnung sind mit angegeben. Beim betrachteten senkrechten Einfall mit symmetrischer Beugung sind die akkumulierten Phasen in  $\pm$ -Ordnung gleich ( $\phi_1$  vorne bzw.  $\hat{\phi}$  bei der zweiten Welle). Wird nun die Phase der zweiten stehenden Welle durch die Flexure relativ zur ersten verschoben, so erhalten deren Beugungsordnungen eine zusätzliche Phase. Der Verschie-

bung der zweiten Welle um  $\Delta x$ , also  $x \rightarrow x' = x + \Delta x$ , entspricht im Impulsraum die Transformation

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

In Richtung der +1. bzw. -1. Beugungsordnung erhält man das cosinus-förmige Interferenzsignal:

$$\begin{aligned} I_{+1} &\propto A + B \cos(\phi_1 + k_{811\text{nm}}\Delta x - \hat{\phi}) \\ I_{-1} &\propto A + B \cos(\phi_1 - k_{811\text{nm}}\Delta x - \hat{\phi}). \end{aligned}$$

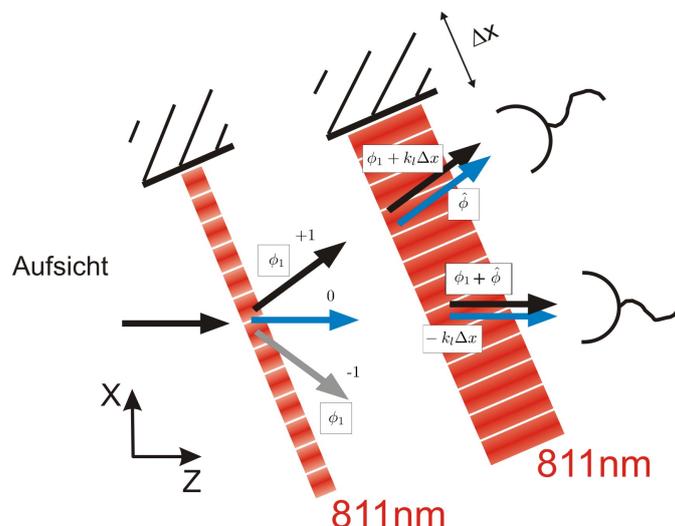
Der Abstand beider Stehwellen betrug etwa 1,5cm, die Breite jeweils etwa 8mm. Jene Konfiguration war experimentell jedoch nicht erfolgreich umzusetzen; die jeweiligen Beugungseffizienzen waren zu gering, und ein Überlagern der gebeugten Impulszustände, was nötig ist, um Interferenz zu zeigen, war schwierig. Dies deutete bereits hin auf eine Verkippung beider Spiegeloberflächen um eine vertikale Achse. Über Braggbeugungsaufnahmen einmal mit vorderer und einmal mit hinterer Stehwelle konnte der Verkippungswinkel zu 2,95mrad bestimmt werden, das heißt, um von der Einstellung der Braggeinfallsvorne zu jener hinten zu wechseln, war eine Drehung des Spiegelträgers mithilfe des darunter montierten „Spiegelhalters“ um diesen Winkel nötig. Dieser Verkippungswinkel ist im Vergleich mit dem Braggwinkel von nur 410 $\mu$ rad zu sehen und zeigt die FehlAusrichtung beider Spiegel. Eine Begründung dieser Verstellung mag in Vibrationen der gesamten Spiegelhalterung während des Betriebs und bereits beim Abpumpen der Maschine liegen, da die Ausrichtung bei geöffneter Vakuumkammer sorgfältig durchgeführt worden war. Solche mechanischen Erschütterungen könnten einen nachträglichen Einfluss auf die Justage gehabt und zu einem Drift geführt haben. Möglicherweise war die seitliche Befestigung der Flexure am Träger einer Verdrehung unterlegen. Leider wurde aus Gründen des Zeitmangels eine Justagemöglichkeit der Spiegelverkippungen von außen nicht implementiert, mittlerweile ist dies hingegen mit dem Neudesign der Spiegelkonfiguration möglich. Dennoch wurde mit der nun vorliegenden Spiegeleinstellung im Vakuum versucht, das Zweistrahlinterferometer zu realisieren, um eventuell Rückschlüsse auf die horizontale Verkippung der Spiegel ziehen zu können. Eine solche Verkippung würde das Funktionieren des SPBS behindern, da die auf den Umpumpvorgang folgende Stehwelle des 795nm-Lasers ja genau die beiden Impulszustände mit  $\pm\hbar\mathbf{k}_{714}$  wieder mischen soll. Eine Verkippung der mischenden Welle bezüglich der durch die beiden interessierenden Richtungen der spontanen Emission definierten Achse würde bedeuten, dass andere Impulskomponenten gemischt werden würden. Die parallele Ausrichtung beider Spiegel in dieser Dimension ist von hoher Bedeutung.

#### 4.6.2 Anordnung mit Braggeinfall auf die Stehwellen

Um weniger sensitiv auf die Ausrichtung der ersten Stehwelle in Bezug auf die zweite zu sein, wurde versucht, vorne durch Schmälern der Stehwelle in den Bereich des Raman-Nath-Beugungsregimes zu gelangen, wo symmetrisches Beugungsverhalten erreicht wird.

Es sollte letztendlich ein Schluss auf die horizontale Verkipfung möglich sein, obwohl die vertikale Verkipfung bereits als recht groß befunden worden war. Der Einfall auf die zweite Welle ohne vorangehende erste wurde auf den Braggwinkel eingestellt. Eine schematische Skizze mit erfolgenden Phasenänderungen zeigt Abbildung (4.13),  $k_l$  bezeichnet hier den Wellenvektor des einfallenden Lichtes mit  $\lambda_l = 811\text{nm}$ .

In Richtung der +1. Beugungsordnung beispielsweise erwartet man ein Interferenzver-



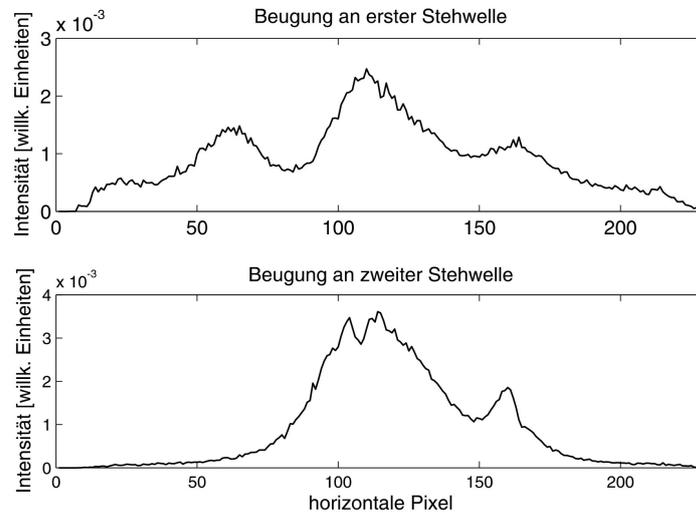
**Abbildung 4.13:** Schematische Darstellung eines Zweistrahlinterdferometers mit Bragg-einfall der Atome auf die zweite Stehwelle. Die vordere Stehwelle beugt symmetrisch im Raman-Nath-Regime.

halten mit  $\Delta x$  wie

$$I_{+1} \propto A + B \cos(\phi_1 + k_{811\text{nm}} \Delta x - \hat{\phi}).$$

Abbildung (4.14) verdeutlicht das Beugungsverhalten an den einzelnen Stehwellen separat. Die Detektoraufnahmen wurden vertikal summiert. Bei der ersten Welle ist relativ symmetrische Beugung zu erkennen; die +1. Beugungsordnungen beider Stehwellen treffen an der selben Stelle auf dem Detektor auf; hinten wird zumindest aus der breiten 0. Ordnung heraus Bragg-gebeugt.

In Abbildung (4.15) ist der Versuch einer Interferenzmessung dargestellt. Die Flexure wurde über Einstellung der Spannung direkt am Piezo-Verstärker in  $0,1\mu\text{m}$ -Schritten verfahren. Folglich müssten die Detektoraufnahmen eine Periodizität von etwa vier Bildern aufweisen, da bei der zweiten Stehwelle eine Verschiebung von  $\frac{811\text{nm}}{2}$  einer Phasenverschiebung von  $2\pi$  gleichkommt. Leider sind jedoch keine Schwankungen der Intensitäten in der 0. und +1. Beugungsordnung festzustellen, selbst wenn der Pixelbereich der vertikalen Summation verkleinert oder verschoben wird. Die Begründung des Scheiterns des Zweistrahlinterdferometers liegt in der zu geringen transversalen Kohärenzlänge



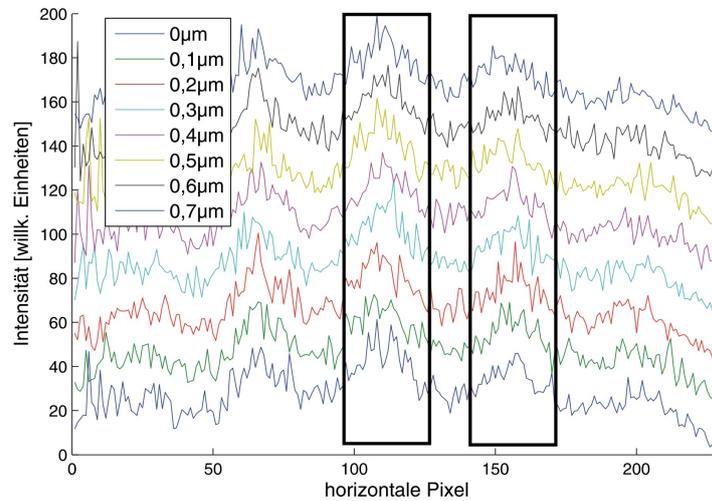
**Abbildung 4.14:** Vertikale Summation (Pixel 140 bis 180) der Beugungsbilder der alleinigen ersten und der alleinigen zweiten Stehwelle in der Konfiguration von Abbildung (4.13). Oben symmetrisches Beugungsverhalten, unten Braggbeugung aus der Mitte heraus in die +1. Beugungsordnung.

des Atomstrahls. Die Kollimation erfolgt wie oben beschrieben durch zwei Spalte, wobei durch Beugung am ersten der sogenannte „kohärente Kegel“ der Nullten Beugungsordnung entsteht. Für typische experimentelle Parameter ist die so erzeugte transversale Kohärenzlänge jedoch kleiner als die Breite des Atomstrahls. Beim vorliegenden Interferometer fliegen die zu überlagernden Teilstrahlen zunächst unter dem Winkel von  $820\mu\text{rad}$  auseinander, und zwar über die Strecke des Abstands der beiden Stehwellen hinweg. Dieser Abstand beträgt mehr als einen Zentimeter, was bedeutet, dass die interferenzfähigen Atome etwa  $10^{-2} \times 820 \times 10^{-6}\text{m} = 8,2\mu\text{m}$  örtlich voneinander beim Eintreten in die zweite Stehwelle entfernt sind. Die transversale Kohärenz der Atome ist nun geringer als dieser Abstand. Sie wird ermittelt über die Breite der nullten Beugungsordnung  $b$  des ersten Kollimationsspalts am Ort der ersten Stehwelle. Wenn  $\alpha$  den Winkel gegenüber der Geradeausrichtung zum ersten Beugungsminimum bezeichnet, folgt mit der Breite des kollimierenden Spaltes von  $25\mu\text{m}$ :

$$\sin \alpha = \frac{\lambda_{dB}}{25\mu\text{m}}.$$

Weiterhin erhält man, da die Entfernung des Kollimationsspalts zur stehenden Welle etwa 30cm beträgt:

$$\sin \alpha = \frac{b/2}{30\text{cm}}.$$



**Abbildung 4.15:** Vertikale Summation (Pixel 140 bis 180) der Beugungsbilder des Zweistrahlinterferometers in der Konfiguration von Abbildung (4.13) bei verschiedenen relativen Flexurepositionen. Die Kurven sind jeweils um 20 Einheiten in  $y$ -Richtung verschoben. Die markierten Bereiche zeigen die Stellen mit erwartetem Interferenzverhalten (0. und +1. Ordnung). Leider ist kein solches Interferenzverhalten festzustellen.

Einsetzen liefert für die transversale Kohärenzlänge des Atomstrahls den Wert von knapp  $8\mu\text{m}$ . Dies erklärt das Scheitern der Atominterferometrie in Zweistrahlkonfiguration. Ein Näherbringen beider Stehwellen war wegen der Kreisform der beiden Spiegel und der Tatsache, dass der Atomstrahl recht weit unterhalb der Mittelpunkte dieser vorbeifliegt, nicht möglich.

All das schloss die einfachere Möglichkeit eines Zweistrahlinterferometers aus und machte einen Umweg über einen Mach-Zehnder-Aufbau mit drei möglichst nahe beieinander positionierten Stehwellen nötig; dort werden die räumlich auseinanderlaufenden Anteile nämlich wieder zusammengeführt.

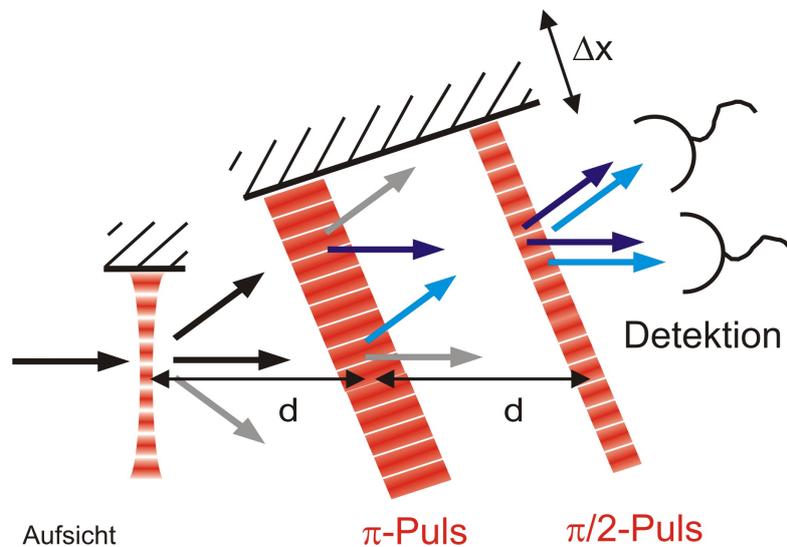
## 4.7 Dreistrahl-Interferometer nach Mach-Zehnder

Dieser Abschnitt stellt die Umsetzung des Mach-Zehnder-Atominterferometers dar. Hier werden, wie im vorigen Abschnitt bereits angeführt, die auseinanderlaufenden interferenzfähigen Pfade wieder zusammengeführt, vergleiche [29] und [30]. Das Problem der einschränkenden transversalen Kohärenzlänge ist somit gelöst. Nach der Erläuterung des grundsätzlichen Prinzips wird die Optimierung der Breite der nötigen einzelnen Stehwellen in der Dreistrahlkonfiguration vorgestellt, wo ein Vergleich mit der dynamischen Beugungstheorie (Pendellösung) möglich ist. Anschließend wird die erfolgreiche Messung

der Interferenzen gezeigt, wobei zwei verschiedene Betrachtungsmöglichkeiten der Daten erläutert werden.

#### 4.7.1 Prinzipieller Aufbau

Abbildung (4.16) veranschaulicht das zugrundeliegende Prinzip des Dreistrahlinterferometers. Der erste der Strahlen wird fokussiert, um in das Regime der Raman-Nath-



**Abbildung 4.16:** Schematische Darstellung des Mach-Zehnder-Atominterferometers aus fokussiertem Eingangsstrahlteiler,  $\pi$ -Puls (Spiegel) und  $\pi/2$ -Puls (Ausgangsstrahlteiler). Der Abstand der Stehwellen ist jeweils gleich, die Breite richtet sich nach der vorhandenen Leistung in jeden Strahl; für gleiche Leistung wäre der  $\pi$ -Puls doppelt so lange wie der  $\pi/2$ -Puls. Grau eingezeichnete Atomstrahlteile nehmen aufgrund räumlichen Auseinanderlaufens nicht an der Interferenz teil bzw. sind durch Optimierung der Stehwellenparameter auf  $\pi$ - und  $\pi/2$ -Pulse zu vernachlässigen.

Beugung zu gelangen, wo die Winkelabhängigkeit der Beugung von der Verkippung des ersten Spiegels um eine vertikale Achse nicht kritisch ist. Dies erleichtert die Justage des Experiments, und letztlich kann so das Problem der festgestellten vertikale Verkippung umgangen werden. Die Fokussierung wird mit einer Zylinderlinse umgesetzt, deren Fokuspunkt nahe der Spiegeloberfläche gewählt wird. Die beiden anderen Strahlen treffen auf den zweiten Spiegel. Hierbei ist der Abstand aufeinanderfolgender Wellen ( $d$ ) gleich zu halten. Die Tatsache, dass der erste Strahl den ersten Spiegel treffen soll, und die beiden anderen noch auf den zweiten Spiegel einfallen sollen, setzt aufgrund der Spiegelgeometrie eine untere Grenze für  $d$  von 1,4cm. Die Strahlen werden so justiert, dass für die Interferenz die 0. und +1. Ordnung des Eingangsstrahlteilers relevant sind. An der zweiten Stehwelle soll idealerweise bei Braggeneinfall maximale Beugung stattfinden,

was man als „ $\pi$ -Puls“ bezeichnen würde, da hier sozusagen Inversion des einfallenden Zustands auftreten soll. Diese Stehwelle hätte im klassisch-optischen Analogon die Funktion eines Spiegels, der die ursprünglich auseinanderlaufenden interferenzfähigen Atomstrahlteile wieder zusammenlaufen lässt. Die dritte und letzte Welle, wo die Teilwellen wieder aufeinandertreffen, mischt die beiden Beugungsordnungen wieder und hat die Funktion eines „ $\pi/2$ “-Pulses. Insgesamt ist also Interferenz in Richtung der 0. und +1. Beugungsordnung zu erwarten.

Alle drei Stehwellen werden durch denselben von Zylinderlinsen in einer Dimension verbreiterten Laserstrahl gebildet (Breite etwa 5cm). Eine in den Strahlengang eingebrachte feste Schablone schneidet lediglich Teile des Strahls heraus, um eine Dreiteilung des breiten Strahls zu erreichen. Die den ersten Teilstrahl fokussierende Zylinderlinse wird erst hinter dieser Schablone eingebaut.

#### 4.7.2 Optimierung der Breite der Stehwellen: Ausmessen des $\pi$ -Pulses

In diesem Unterabschnitt soll es um die Charakterisierung des zweiten Strahls ( $\pi$ -Puls) im Mach-Zehnder-Interferometer und damit implizit auch des darauffolgenden  $\pi/2$ -Pulses gehen. Der Einfallswinkel laut schematischer Skizze (4.16) ist der Braggwinkel, weswegen im Folgenden stets Braggeneinfall auf die Stehwelle gewählt wurde.

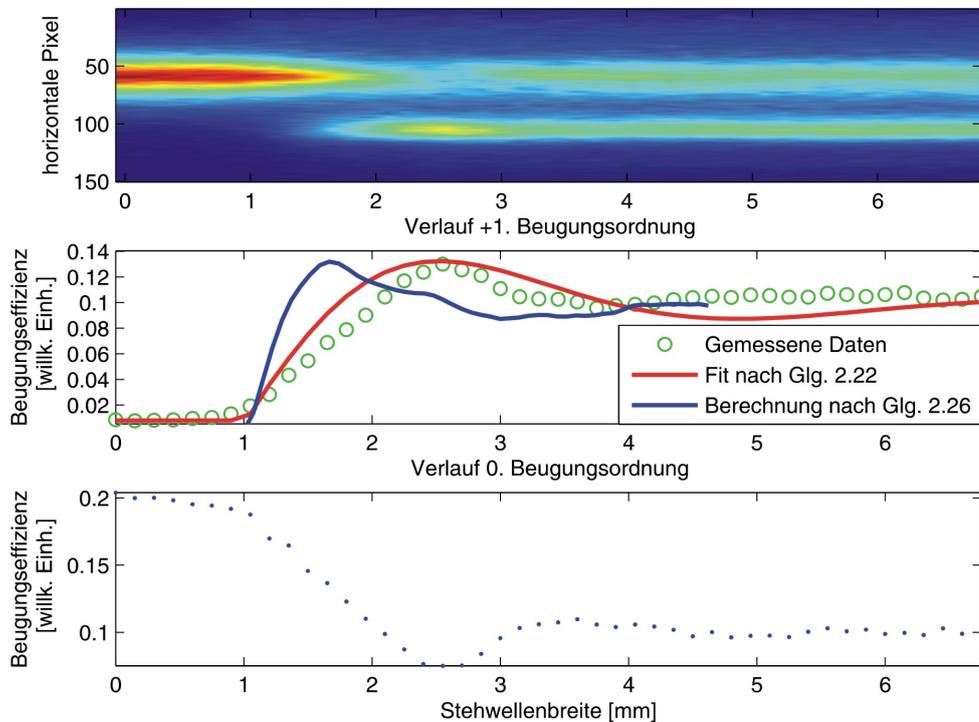
Verschiedene Messreihen wurden durchgeführt, um das Beugungsverhalten an einer Stehwelle des 811nm-Lasers zu untersuchen. Bei hier 4,2GHz Rotverstimung gegenüber der Resonanz war der zu charakterisierende Hauptparameter die Breite der Wechselwirkungsstrecke. Mit einer fest installierten Rasierklinge, die den abrupten Beginn der Stehwelle gewährleistete und einer zweiten Rasierklinge, um die Wechselwirkungszone zu beenden, wurde diese Länge definiert. Die Montage der hinteren Rasierklinge auf einem Verschiebetisch mit Steppermotor der Firma Micos (VT-80) schuf die Möglichkeit der  $\mu\text{m}$ -genauen Regulation der Breite der Stehwelle. Eine Messung bestand im schrittweisen Verfahren der hinteren Klinge und jeweils einer Aufnahme des Beugungsbildes. Die Integrationszeit betrug 20 bis 40 Sekunden, je nach Breite des zweiten kollimierenden Spaltes und damit dem absoluten Atomfluss pro Sekunde.

In  $150\mu\text{m}$ -Schritten wurde der Bereich 0 bis 6,75mm Stehwellenbreite abgefahren.

Bei der gewählten Strahljustage trat optimale Beugung im Bereich der vertikalen Pixel 25 bis 60 der MCP auf, weshalb nur jener Bereich zur weiteren Analyse verwendet wurde.

Bezüglich der zu wählenden Breite des zweiten Spaltes der Atomstrahlkollimation gilt festzustellen, dass die Öffnung von  $10\mu\text{m}$  einen guten Kompromiss zwischen Einschränkung des Divergenzwinkels des Atomstrahls (vgl. Abb. (3.1)) und Auftreten von Beugungseffekten an zu kleiner Öffnung darstellt. Deshalb wurde diese Einstellung vorgenommen. Die Messung hier wurde mit einer festen Intensität im Lichtstrahl, und zwar der maximal möglichen Leistung im gesamten Strahl ( $5\text{cm}^2$ ) von 400mW durchgeführt. Abbildung (4.17) zeigt eine Abtastung nach der Breite der beugenden Welle. Zur Bild-darstellung im oberen Teilgraphen muss erläutert werden, dass jedes ermittelte Beu-

#### 4.7 Dreistrahl-Interferometer nach Mach-Zehnder



**Abbildung 4.17:** Ergebnis der Messung der Beugung an einer Stehwelle des 811nm-Lasers in Abhängigkeit der Breite der Welle bei Braggeinfall. Oben wurde für jede Breite das aufgenommene Beugungsbild vertikal summiert von Pixel 25-60, anschließend um 90 Grad gegen den Uhrzeigersinn gedreht und an die vorigen Ergebnisse rechts angestellt. In der Mitte und unten wird ein waagrechter Schnitt durch das obige Bild gezeigt, und zwar für die +1. Beugungsordnung und die 0. Ordnung. Auch simulierte Verläufe nach der dynamischen Beugungstheorie sind dargestellt. Die eingefügte rote Kurve stellt das Ergebnis eines Fits nach Gleichung (2.22) mit Berücksichtigung einer gaußförmigen Geschwindigkeitsverteilung und Einbeziehen einer Strahldivergenz um den Bragg-Einfallswinkel dar. Die blaue Kurve ist das Beispiel einer Berechnung über die Matrixgleichung (2.26). Zur Erklärung der Diskrepanzen sei auf den Text verwiesen.

gungsbild zunächst nach einer Normierung, also Division jedes Pixelwertes durch die gesamte auf den Detektor eingefallene Signalgröße, vertikal summiert wurde über die Pixel des optimalen Beugungsbereichs 25-60. Eine homogene Beugung über die gesamte Höhe der MCP war nicht zu erreichen. Im Anschluss wurde dieser Summenvektor um 90 Grad gegen den Uhrzeigersinn gedreht und an die vorhergehenden Schnitte angehängt. Die Mittelposition der nullten Beugungsordnung liegt bei Pixel 108, die der

## Kapitel 4 Experimentelle Umsetzung

Bragg-gebeugten +1. Ordnung bei Pixel 61. Die beiden unteren Teilbilder zeigen nun die der +1. bzw. 0. Ordnung zugehörigen Schnitte des oberen Graphen: Jeweils ein 3 Pixel breiter Bereich um die Mittelpositionen wurde aufsummiert. Es ist zunächst ein Abfallen in der Intensität der nullten Ordnung und ein damit einhergehender Anstieg in der +1. Ordnung auszumachen (der aus der nullten Ordnung herausgebeugte Teil findet sich natürlich in der +1. Ordnung wieder). Daraufhin geht die Bragg-gebeugte Intensität wieder leicht zurück, um nach einem weiteren Überschwinger einen konstanten Wert anzunehmen.

An dieser Stelle ist ein Vergleich mit der in Abschnitt 2.2.2 vorgestellten dynamischen Beugungstheorie möglich, die die sogenannte Pendellösung vorhersagt. Im theoretischen Idealfall eines monoenergetischen nicht divergenten Atomstrahls, der also die Geschwindigkeitsverteilung einer  $\delta$ -Funktion besitzt, müsste bei Variation der Stehwellenbreite ein  $\sin^2$ -förmiges Pendeln der Beugungseffizienzen zwischen nullter und Bragg-gebeugter festzustellen sein, [9]. Welchen Einfluss haben nun die im Experiment vorhandene gaußförmige Geschwindigkeitsverteilung sowie die endliche Strahldivergenz? Je nach Geschwindigkeit ergibt sich eine andere deBroglie-Wellenlänge und damit ein anderer Braggwinkel; die Strahldivergenz führt zu Änderung von  $\theta^s$ . Dies bewirkt letztlich eine je eigene Pendellösungslänge, und überlagert stellt man ein zunehmendes Auswaschen der Oszillationen der Beugungseffizienzen mit der Breite der Stehwelle fest. Anders ausgedrückt ergibt sich eine gedämpfte Schwingung in den Beugungsordnungen.

In Abbildung (4.17) zeigt die miteingezeichnete rote Kurve das Ergebnis einer numerischen Simulation der Versuchsanordnung beziehungsweise den Versuch eines Fits der Daten mit der Theorie nach Gleichung (2.22). Dazu wurde eine gaußförmige Verteilung der Longitudinalgeschwindigkeiten variabler Breite um eine Hauptgeschwindigkeit angenommen. Die Divergenz wurde als ebenfalls gaußförmige Verteilung des Einfallswinkels variabler Breite um den Braggwinkel der Hauptgeschwindigkeit mit einbezogen. Ausgehend von Gleichung (2.22) wurde nun der Betrag der Bragg-gebeugten Intensität für sämtliche Kombinationen Geschwindigkeit-Einfallswinkel ermittelt. Ein letzter Schritt bestand in der Aufsummation jener Beträge, und zwar gewichtet mit einem Faktor je nach Relevanz entsprechend den Gaußverteilungen. Ein Beginn des Fits war erst ab der Stehwellenbreite von 1mm nötig. Dies zeigt die Grenzen bei der Genauigkeit der Festlegung der Stehwellenbreite „0mm“ auf, wo die begrenzenden Rasierklingen kein Licht durchscheinen lassen.

Wie zu erwarten liefern die Simulationen stets einen Kurvenverlauf der gebeugten Intensität wie bei einer gedämpften Schwingung. Ein sehr rascher Anstieg der simulierten Kurve zu Beginn ist festzustellen, jedoch ergibt sich kein Knick, sondern ein wie von der Formel geforderter quadratischer Anstieg, der sehr steil ausfällt. Das prinzipielle Verhalten des Experiments ist also in den Simulationen wiederzufinden. Die in Abbildung (4.17) eingezeichnete Kurve ist das Ergebnis eines Fitprocedures mit folgenden vier freien Parametern und jeweils gefundenen Werten: Der Mittelgeschwindigkeit des Atomstrahls (32m/s), der Standardabweichung der Geschwindigkeitsverteilung (8m/s),

#### 4.7 Dreistrahl-Interferometer nach Mach-Zehnder

der Lichtintensität, bzw. Potentialhöhe ( $2 \times E_{rec}$ ), sowie der Standardabweichung der Strahldivergenz, sprich der gaußförmigen Abweichung vom Braggeinfall ( $1,4 \times \theta_{Bragg}$ ). Abgesehen von der mittleren longitudinalen Atomgeschwindigkeit und der Breite der Verteilung entsprechen die anderen ermittelten Werte das Fits, besonders die sehr große Strahldivergenz, leider nicht den Gegebenheiten des Experiments. Solche Unterschiede mögen beispielsweise begründet liegen in der Inhomogenität in der Potentialhöhe längs der Durchflugrichtung, in der Ungenauigkeit beim Einstellen des Braggeinfalls oder der Tatsache, dass die angenommenen Verteilungen möglicherweise real nicht gaußförmig sind.

Ein anderer Ausgangspunkt zur Simulation ist Gleichung (2.26) zusammen mit dem Matlab-Algorithmus „ode45“. Auch hier lässt sich ähnlich zum Vorgehen mit der direkten analytischen Lösung (Gleichung (2.22)) wie oben eine Strahldivergenz und verschiedene Atomgeschwindigkeiten integrieren. Man erhält genauso wie bei der anderen Methode Kurvenverläufe der Beugungseffizienzen mit zusehends gedämpften Überschwingungen hin zu einem konstanten Wert. In Abbildung (4.17) ist mit der blau dargestellten Kurve beispielhaft das Ergebnis einer Berechnung nach der Matrixgleichung (2.26) gezeigt. Der Rechenzeit wegen wurde  $n_{max} = 5$  gewählt. Außerdem sind die gewonnenen Parameter aus dem obigen Fit eingebunden worden. Es zeigt sich eine relativ große Abweichung zur roten Fitkurve. Dies liegt begründet in der Möglichkeit nur grob zu wählenden Schrittweiten bei der Abtastung der verschiedenen möglichen Einfallswinkel und der unterschiedlichen Atomgeschwindigkeiten. Es werden dann zu wenige Kombinationen dieser Variablen mit einbezogen. Insgesamt erfordert diese Vorgehensweise jedoch einen erheblich größeren Rechenaufwand und damit verbunden längere Rechenzeiten, was es uns nicht ermöglicht, ein Fitprocedere an gemessene Daten mit einzubeziehen. Zusammenfassend festzuhalten ist jedoch zumindest die qualitative Übereinstimmung der Messdaten mit den aus Simulationen gewonnenen Verhaltensweisen.

Im Hinblick auf die eigentliche Motivation der durchgeführten derartigen Messungen, nämlich die Charakterisierung und Ausmessung der nötigen Strahlbreiten zur Realisation eines  $\pi$ - bzw.  $\pi/2$ -Pulses beim Mach-Zehnder-Atominterferometer, muss abschließend Folgendes angeführt werden: Nimmt man oben vorgestellte Messung als Beispiel, dann ist der Gedankengang so, dass zum Erreichen eines  $\pi$ -Pulses eine Stehwellenbreite von 1,5mm gewählt werden würde (entspricht im Schaubild der Breite 2,5mm da erst die Position „1mm“ die Stehwellenbreite „0mm“ kennzeichnet, s.o.). Hier ergibt sich nämlich maximale Beugung der +1. Ordnung, die 0. Ordnung weist ein Minimum auf. Die für einen  $\pi/2$ -Puls nötigen gleichgroßen Beugungseffizienzen beider relevanten Ordnungen erhielte man mit der Breite der Welle von knapp 1mm. Experimentell wäre eine solch kurze Stehwelle schwer zu realisieren; die selbst dimensionierten Schablonen für den breiten einfallenden Laserstrahl sind nur beschränkt mit einer derart großen Präzision zu fertigen. Allerdings kamen auch bei dem erfolgreich realisierten Interferometer (s.u.) leicht andere Strahlparameter zum Einsatz. Dort betrug zum Beispiel die Rotverstimmung des 811nm-Lasers gegenüber der Resonanz 8GHz, was zu nötigen Strahlbreiten

von 1,5mm ( $\pi$ -Puls) bzw. 3mm ( $\pi/2$ -Puls) führte. Die Breite des dritten Strahls war also sogar größer die die des zweiten Strahls, was auf die wesentlich geringere Lichtintensität im hinteren Strahlbereich zurückzuführen ist.

Bei allen verschiedenen Versuchen zur Realisation des Dreistrahlinterferometers wurde die in diesem Abschnitt vorgestellte Methode zur Ausmessung der nötigen Strahlbreite angewandt.

### 4.7.3 Erfolgreiche Realisation des Mach-Zehnder-Interferometers

Dieser Abschnitt stellt die erfolgreichen Messungen zum Mach-Zehnder-Atom-Interferometer vor. Zwei verschiedene Betrachtungen der ermittelten Daten sind möglich.

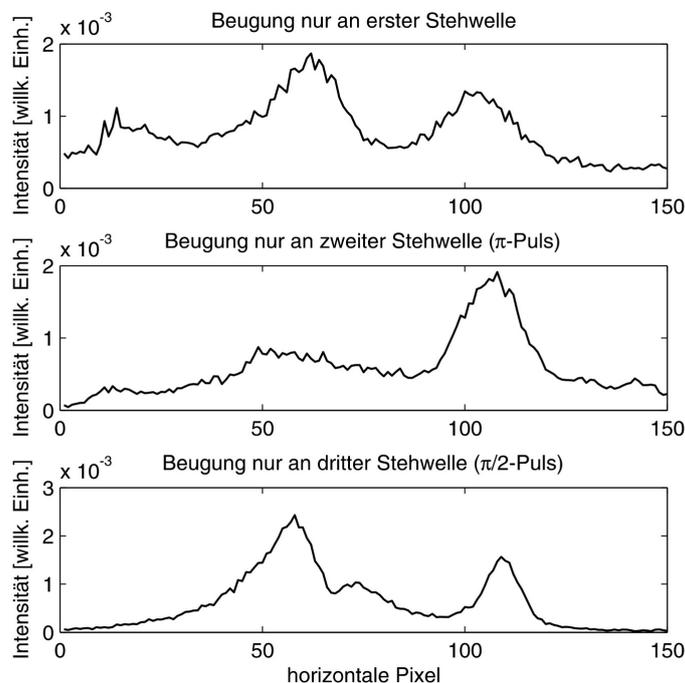
Die Messung wird über ein LabView-Programm gesteuert, das zum einen über eine analoge Ausgangskarte am PC das Verfahren der Flexure regelt, aber auch die MCP-Aufnahmen iniziert und abspeichert. Für die hier präsentierten Daten war der 811nm-Laser jeweils um 8GHz rotverstimmt.

#### Beugungsverhalten der einzelnen Stehwellen

Abbildung (4.18) zeigt vorab das Beugungsverhalten jeder der drei benutzten Stehwellen. Das senkrechte Auftreffen von  $\pi$ - und  $\pi/2$ -Puls auf den inneren Spiegel wurde gewährleistet über ein Einleiten des Rückreflexes zurück in die Faser, siehe Abschnitt 4.2. Wie oben beschrieben trifft die erste Stehwelle fokussiert auf den vorderen Spiegel. Eine vertikale Summation über den Bereich der hier relevanten Pixel (in der Abbildung (4.18) Pixel 1 bis 30) wurde durchgeführt (vergleiche Abbildung (4.14)). Die vorgenommene Justage konnte die Interferometrie nur für den oberen Teil des Atomstrahls umsetzen. Weiterhin war eine Verbesserung der jeweiligen Beugungseigenschaften der Wellen aufgrund der festgestellten Mängel des Spiegelaufbaus (siehe Ende dieses Kapitels), die keine erneuten Messungen mehr zuließen, nicht mehr möglich. Dennoch weisen die drei Stehwellen nach Abbildung (4.18) zumindest grob das angestrebte Verhalten auf:

Die im Raman-Nath-Regime beugende erste Welle zeigt genügend Intensität in der nullten Ordnung (Maximum im Bereich um Pixel 60) und ebenso in der +1. Ordnung (Maximum bei etwa Pixel 110). Die Richtungen jener beiden Ordnungen sind entsprechend dem Schema aus Abb. (4.16) die zur Interferenz zu bringenden. Die zweite Welle beugt, wie zu erkennen ist, maximal aus der nullten Ordnung heraus in die +1. Ordnung. Lediglich das Beugungsverhalten der dritten Stehwelle wäre noch verbesserungswürdig; dort sollten 0. und +1. Ordnung gleiche Intensität aufweisen. Es wird nicht genau aus der Mitte der 0. Ordnung heraus gebeugt. Trotz dieser Ansatzpunkte zur Verbesserung gelang die Interferometermessung. Die Flexurebewegung variierte die Phase der zweiten und dritten Stehwelle in Bezug auf die der ersten. Nach der Bewegung um 406nm, was eine Periode der Stehwelle bedeutet, nimmt der Atomstrahl wieder dieselben Lichtstrahlparameter wahr, und die aufgenommenen Daten sollten sich reproduzieren.

#### 4.7 Dreistrahl-Interferometer nach Mach-Zehnder

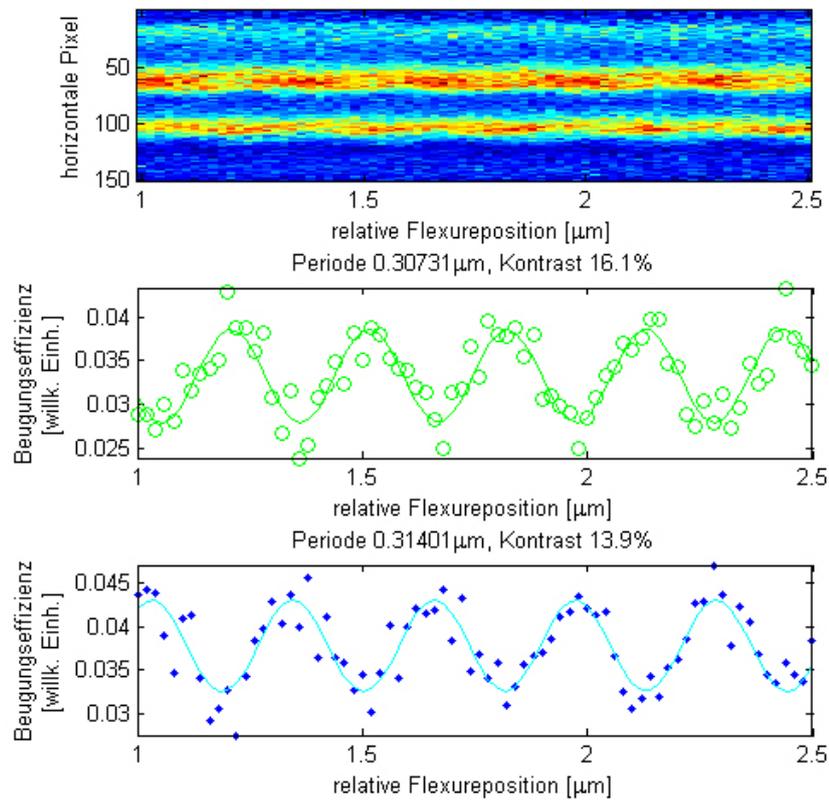


**Abbildung 4.18:** Vertikale Summation (Pixel 1 bis 30) der separaten Beugungsbilder an allen drei Stehwellen. Oben, im Raman-Nath-Regime recht symmetrisches Verhalten, in der Mitte beim  $\pi$ -Puls möglichst ausschließlich Beugung in die +1. Ordnung, unten beim  $\pi/2$ -Puls verbleibt mehr in der 0. Ordnung. Eine bessere Justage war nicht mehr möglich; Vibrationen des Spiegelaufbaus verhinderten weitere erfolgreiche Messreihen.

Abbildung (4.19) zeigt das Ergebnis der Messung. Über einen Bereich von  $1,5\mu\text{m}$  verfuhr die Flexure in 20nm-Schritten. Jeweils wurde 60 Sekunden lang ein MCP-Bild aufgenommen. Der zweite der Spalte zur Atomstrahlkollimation war  $40\mu\text{m}$  geöffnet. Zur Datenanalyse wurde der Wert jedes Pixels einer Aufnahme zunächst durch das integrierte MCP-Signal dividiert, um den Einfluss eines schwankenden Atomflusses aufgrund möglicher Quellschwankungen zu korrigieren und eine Vergleichbarkeit aller Bilder zu schaffen.

#### Datenanalyse als Funktion des Abstandes von der 0. Beugungsordnung

Die Betrachtung der Daten nach Abbildung (4.19) läuft analog ab wie nach Bild (4.17): Jede Aufnahme wurde vertikal summiert von Pixel 1 bis 30, und der erhaltene Summenvektor an diejenigen der anderen Bilder angehängt. Ein gegenphasiges Oszillieren der 0. und +1. Ordnung ist festzustellen, was im mittleren und unteren Teilbild noch



**Abbildung 4.19:** Interferometrische Messung. Oben eine vertikale Summation und Drehung um 90 Grad jedes Detektorbildes (Pixel 1 bis 30) (vgl. Abb. (4.17)) in Abhängigkeit der relativen Flexureposition. In der Mitte die Summe der Pixel 106-108 der Daten des oberen Teilbildes, was dem Verlauf der +1. Beugungsordnung entspricht. Um die 0. Beugungsordnung im unteren Teilbild zu erhalten, wurden die Pixel 61-63 aufaddiert. Jeweils wurde eine Sinuskurve angefitet. Periode und Kontrast sind mit angegeben.

deutlicher wird. Dort sind Schnitte durch das obere Teilbild dargestellt, um den Verlauf der Beugungseffizienzen der interferierenden Ordnungen zu verdeutlichen, in der Mitte für die +1., unten für die 0. Ordnung. Zusätzlich wurde jeweils eine Sinusfunktion der Form

$$a \sin\left(\frac{2\pi}{b}x + c\right) + d$$

an die Daten angefitet. Aus den erhaltenen Parametern lassen sich die wichtigen Eigenschaften des Interferometers Periode, relative Phase der Oszillationen und Kontrast

#### 4.7 Dreistrahl-Interferometer nach Mach-Zehnder

gewinnen (in Klammern stehen die Werte erhalten aus der 0. Ordnung):

Die Periode beträgt  $307,3 \pm 4,5\text{nm}$  ( $314,0 \pm 5,3\text{nm}$ ), wobei die Fehlergrenzen den Vertrauensbereich von 95% kennzeichnen. Leider weicht dies um knapp 25% ab von der zu erwartenden Periode von 406nm ab. Die Begründung für diesen Unterschied liegt in einer Drift in der Position der Flexure. Bei der Eichung des Bauteils wurden die integrierten Piezobauteile stetig linear in der Zeit verfahren und zeigten auch ein lineares Verhalten, vgl. Abschnitt 4.5.2. Hier hingegen wurde im Verlauf des Scans an 75 angefahrenen Positionen jeweils ein Halt von 60 Sekunden Dauer durchgeführt. Da die Position der Flexure nicht aktiv nachgeregelt und stabilisiert wird, tritt eine Drift auf. Der Betrag dieser Drift lässt sich abschätzen:  $310\text{nm}/20\text{nm} = 15,5$  Aufnahmen waren zum Verfahren um eine Periode (406nm) nötig. In dieser Zeitspanne bewegte sich die Flexure nun zusätzlich längs ihrer Bewegungsrichtung um  $406\text{nm} - 310\text{nm} = 96\text{nm}$ . Daraus folgt eine Drift von  $0,1 \frac{\text{nm}}{\text{s}}$ .

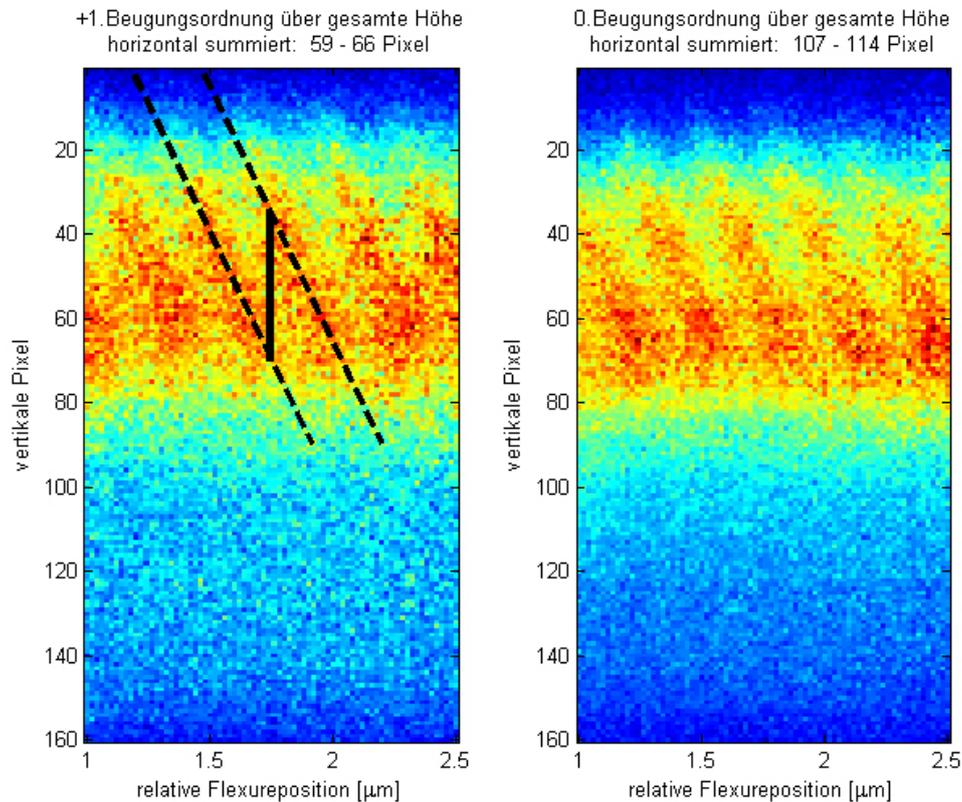
Der weitere Parameter der relativen Phase liegt mit  $(0,83 \pm 0,19) \times \pi$  hingegen innerhalb der Fehlergrenzen bei der erwarteten relativen Phasenverschiebung der Oszillationen von  $\pi$ . Eine wichtige Angabe bezüglich der Qualität eines Interferometers ist der Kontrast (engl. „Visibility“) der Schwingung zwischen Maximum und Minimum, welcher definiert ist als:

$$\nu = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}.$$

Einsetzen der Maxima und Minima obiger Fitfunktion führt auf den einfachen Ausdruck  $\nu = \frac{a}{d}$  für den Kontrast. In Atominterferometern auch in Mach-Zehnder-Konfiguration erreichte maximale Kontraste liegen im Bereich um die 70%, [31]. Die bei der vorliegenden Messung ermittelten Werte sind  $16,1 \pm 2,1\%$  ( $13,9 \pm 2,0\%$ ), was eher gering klingt. Dafür, dass die Messungen jedoch nur als noch zu optimierende Vorversuche durchgeführt wurden, sind solche Werte zufriedenstellend. Insgesamt konnten nämlich nur zwei verwertbare interferometrische Scans durchgeführt werden; weitere Optimierung durch Justage war aus Gründen der festgestellten Vibrationen der Flexure (siehe letzten Abschnitt dieses Kapitels) leider nicht mehr möglich.

#### Datenanalyse als Funktion der Atomstrahlhöhe

Abbildung (4.20) liefert eine andere Darstellung der gemessenen Daten. Hier wurde zunächst aus einzelnen MCP-Aufnahmen der horizontale Bereich der 0. und der +1. Ordnung ausgewählt (jeweils 7 Pixel breit). Anschließend erfolgte für jedes Bild des Scans und für beide Ordnungen eine horizontale Summation über diesen Bereich. Die Abbildung zeigt nun hintereinandergereiht nach der Flexureposition bei jeder Aufnahme sämtliche Summenvektoren. Diese vorgenommene Summation bzw. die Betrachtung eines vertikalen Streifens einer MCP-Aufnahme ist gerechtfertigt aus folgendem Grund: Über das Hineinfahren des Spiegelaufbaus in den Strahl bei verschiedenen waagrechten Verkippungen wurde die Einstellung gewählt, wo die von den Atomen wahrgenomme-



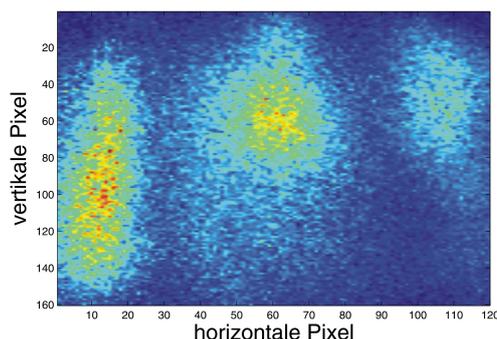
**Abbildung 4.20:** Alternative Betrachtungsweise der Daten. Links für die +1., rechts für die 0. Beugungsordnung (jeweilige Pixel sind angegeben) wurde jede Detektoraufnahme über die gesamte vertikale Höhe horizontal summiert. Das Interferometer war nur für die obere Atomstrahlhälfte umzusetzen. Die eingezeichneten Geraden dienen der Bestimmung des horizontalen Verkippungswinkels der Spiegel gegeneinander. Im ideal justierten Fall erhielte man ein vertikales Streifenmuster. Auch hier kann man den Phasenshift von  $\pi$  zwischen beiden Oszillationen erkennen.

ne vordere Kante des ersten Spiegels homogen über die gesamte Atomstrahlhöhe in den Strahl fährt. Dies garantiert die parallele Orientierung von kollimierendem Spalt und erster Spiegeloberfläche. Nun können ähnlich wie aus Abbildung (4.19) über einen Sinusfit die Parameter  $a$  bis  $d$  gewonnen werden. Weiterhin kann hier aber auch die Verkippung des zweiten Spiegels aus den Daten ermittelt werden.

Vorab aber fällt auf, dass auf der unteren Hälfte der MCP fast keine Atome in den interferierenden beiden Ordnungen auftrafen. Dies liegt am über die Höhe hinweg inhomogenen Beugungsverhalten der fokussierten ersten Stehwelle, was Bild (4.21) belegt. Dargestellt ist dort ein Beugungsbild nur der ersten Stehwelle. In der unteren Atomstrahlhälfte wird der überwiegende Teil der Atome in die -1. Ordnung gebeugt, welche

in der gewählten Anordnung nicht zur Interferenz gebracht wird. Kaum Atome findet man unten hingegen in der interessierenden 0. und +1. Ordnung. Ein solch unterschiedliches Beugungsverhalten kann in einer über die Höhe inhomogenen Intensitätsverteilung des Lichts der Stehwelle begründet liegen.

Abbildung (4.22) stellt waagrechte Schnitte aus dem oberen Bildbereich von Abbildung



**Abbildung 4.21:** MCP-Aufnahme der Beugung an der fokussierten ersten Stehwelle. Ein deutlich inhomogenes Verhalten über die Atomstrahlhöhe hinweg ist zu erkennen.

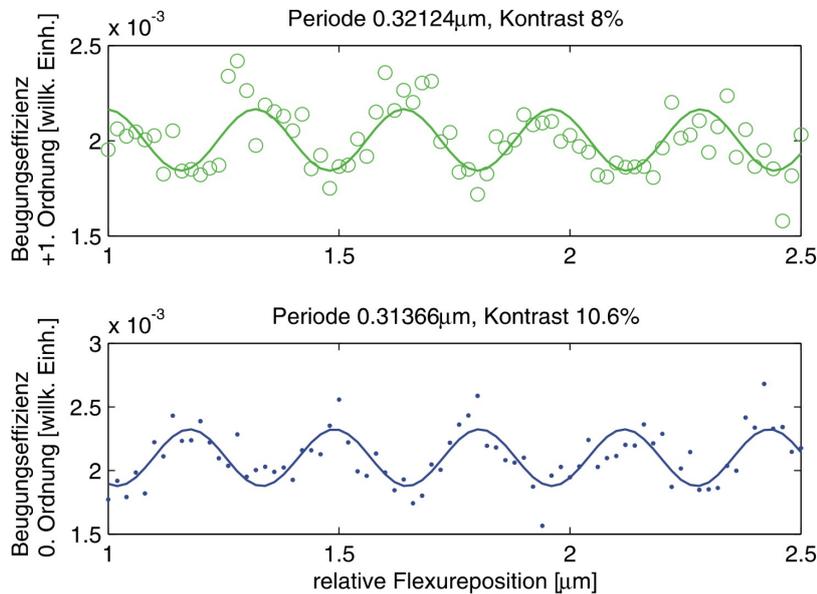
(4.20) zusammen mit einem Sinusfit für jede der beiden interessierenden Ordnungen dar. Die hier zu erhaltenen Parameter sind (wieder in Klammern die Werte für die 0. Ordnung):

- Periode:  $313,7 \pm 7,1\text{nm}$  ( $321,2 \pm 9,1\text{nm}$ )
- Relative Phase:  $(0,96 \pm 0,15) \times \pi$
- Kontrast:  $10,6 \pm 2,1\%$  ( $8,0 \pm 1,5\%$ )

Offenbar liefert diese Analyseweise der Daten übereinstimmende Ergebnisse wie das vorhergehend dargestellte Verfahren. Lediglich der Kontrast ist hier etwas geringer.

### Bestimmung des Verkippungswinkels der Spiegel

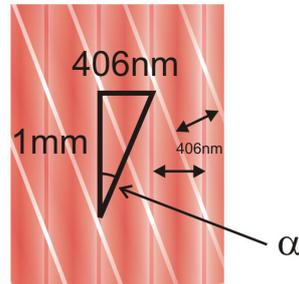
In Abbildung (4.20) wurden bereits zwei gestrichelte schwarze Kurven längs zweier benachbarten Streifen maximaler Intensität mit eingezeichnet. Deren vertikaler Abstand von 37 Pixeln (schwarz markiert) dient als Ausgangspunkt zur Bestimmung des Verkippungswinkels. Über einen senkrechten Längsschnitt des Atomstrahls hinweg werden nämlich wegen der Verkippung der Spiegel und damit der hinteren beiden Stehwellen gegenüber der ersten verschiedene relative Phasen der Stehwellen wahrgenommen. Nach Abbildung (4.20) wiederholt sich allerdings das Beugungsmuster, wenn man sich auf der



**Abbildung 4.22:** Waagrechte Schnitte der Daten aus Abbildung (4.20), oben für die +1., unten für die 0. Ordnung. Eine Sinuskurve wie in Abbildung (4.19) wurde jeweils angefitet. Kontrast und Periode derselben sind mit angegeben.

MCP um 37 Pixel weiter nach unten bewegt; dort nehmen die Atome wieder die gleiche Phasenbeziehung zwischen den Stehwellen wahr wie oben. Am Detektor würden 37 Pixel der Länge 3,7mm und 25% der Strahlhöhe entsprechen. Betrachtet werden muss aber die Strecke entlang der Atomstrahlhöhe am Ort der Wechselwirkung mit dem Licht. 25% der Atomstrahlhöhe sind dort 1mm. Mit dieser Information lässt sich nun der Verkipfungswinkel  $\alpha$  bestimmen, vergleiche Abbildung (4.23). Man erhält ein  $\alpha$  von 406 $\mu\text{rad}$ . Dieser Wert ist mit dem von 181 $\mu\text{rad}$  zu vergleichen, welcher mit einer anderen Methode bestimmt wurde. Dort wurde ermittelt, um welchen Winkel der einfallende Laserstrahl verkippt werden muss, um nach perfekter Rückreflexjustage mit dem rechten Spiegel eine ebensolche auf dem linken Spiegel zu erreichen. Hier erhielt man den viel geringeren Wert von 181 $\mu\text{rad}$ . Beide Winkelwerte wurden im Abstand von einer Woche bestimmt. Der Unterschied ist offenbar auf eine langsame Drift der Spiegeloberflächen gegeneinander zurückzuführen, da der größere Winkel später gemessen wurde.

Eine weiterführende Verbesserung der Experimentjustage, um zum Beispiel einen höheren Kontrast der Interferenzen erreichen, war nicht mehr möglich. Auch mit neuen angefertigten Schablonen für die Stehwellenanordnung und erneuten Ausmessungen der Wellen gelang es nicht mehr, Interferenzmuster zu erzeugen. Der folgende Abschnitt zeigt die Gründe hierfür auf.



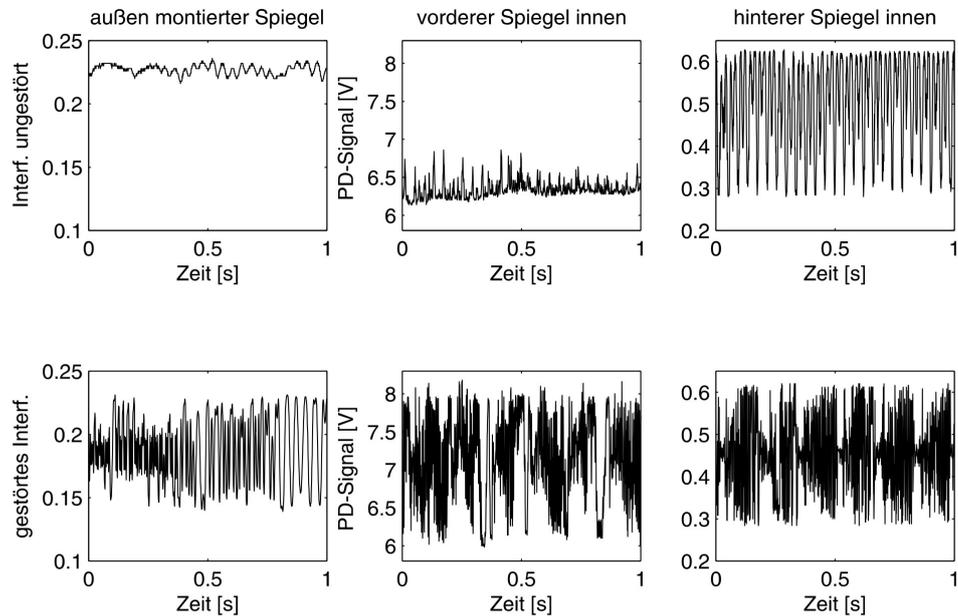
**Abbildung 4.23:** Veranschaulichung des Verkippungswinkels beider Stehwellen. Die Betrachtungsrichtung entspricht der Flugrichtung der Atome. Waagrecht ist die Periode der Stehwelle angegeben. Nach der senkrechten Länge von  $987\mu\text{m}$  wiederholt sich das Phasenmuster.

## 4.8 Untersuchung der Vibrationen

Nach den oben vorgestellten Interferometrie-Messungen war es nicht mehr möglich, die Justage weiter zu verbessern. Die erfolgreichen Aufnahmen entstanden etwa eine Woche nach der letzten Öffnung des Vakuums und Justage der inneren Spiegel zueinander. Einige Tage später gelang es nicht mehr, ein Dreistrahlinterferometer zu realisieren, obwohl das Beugungsverhalten der einzelnen Stehwellen noch zufriedenstellend war. Dies gab bereits einen Hinweis darauf, dass sich im zeitlichen Verlauf nach der letzten Vakuumöffnung im Inneren etwas verändert haben musste, und zwar nicht nur eine Drift der Spiegel gegeneinander. Offenbar traten nun Vibrationen auf. Die Drift, also eine langsame Dejustage der relativen Spiegelorientierung aufgrund von Erschütterungen oder Ähnlichem hat die Beugungsaufnahmen der einzelnen drei Strahlen kaum verändert. Eine Vibration hingegen zerstört nur das Zusammenspiel der gesamten Konfiguration: Wenn die Atome bereits während der Durchflugs ständig andere relative Phasen der Stehwellen gegeneinander wahrnehmen, kann natürlich keine Messung durchgeführt werden, die gerade auf diese Phase sensitiv ist.

Die Möglichkeit, Vibrationen selbst auf Nanometerskala nachweisen zu können, ist wieder Interferometrie. Bei einem klassischen Interferometeraufbau nach Michelson-Morley muss die Position des Spiegels, der einen Arm des Interferometers begrenzt, nur um  $\lambda/4$  verschoben werden, und man erhält zum Beispiel statt maximaler Ausgangsintensität nun minimale, weil der zusätzliche Gangunterschied beider möglicher Wege dann  $\lambda/2$  entspricht.

Eine derartige Michelson-Morley-Konfiguration wurde in drei Varianten realisiert, und zwar mit 811nm-Licht. Ein erster Aufbau bezog die beiden Spiegel im Vakuum nicht



**Abbildung 4.24:** Photodiodensignal am Ausgang des Michelson-Morley-Interferometers. Oben wurde der Aufbau in Ruhe gelassen und konnte ausschlagen. Unten wurde jeweils an einen Spiegel geklopft, um den maximal möglichen Ausschlag an der PD zu erhalten. Die linke Spalte zeigt das Verhalten eines vollständig außen aufgebauten Interferometers. In der Mitte und rechts wurden die Spiegel im Vakuum als begrenzende Spiegel eines Interferometerarms benutzt, um deren Schwingungsverhalten zu studieren. Der hintere Spiegel ist auf der Flexure montiert. Die Aufnahmen wurden mit verschiedenen Photodioden ermittelt, was die unterschiedliche Volt-Skala erklärt.

mit ein. Damit war die Stabilität der Metallplatte mit den optischen Bauelementen vor der Vakuumkammer zu überprüfen, beziehungsweise eine Referenz wurde geschaffen. Die beiden anderen Varianten nutzten je einen der beiden Vakuumspiegel als Begrenzung eines Interferometerarms. Hiermit konnte das Experiment auf relative Bewegung des Aufbaus im Vakuum bezüglich dessen vor der Vakuumkammer überprüft werden. Mögliche Schwingungen des verwendeten Strahlteilers wurden jeweils durch Beschweren mit einem Aluminiumklotz unterdrückt.

Abbildung (4.24) zeigt zusammenfassend die mit einer Photodiode detektierten Interferometersignale der genannten drei Varianten. Die untere Zeile stellt hierbei die Signale dar, welche erhalten wurden, indem das Interferometer durch Klopfen auf einen begrenzenden Spiegel gestört wurde. Diese Signale verdeutlichen den maximal möglichen

Ausschlag von minimaler transmittierter Intensität bis zum Maximum. Ein solches breites Signal tritt immer auf, wenn ein Interferometerarm mit einem Ausschlag größer  $\lambda/4$  schwingt (doppelter Scheitelwert). In der oberen Zeile sind die Signale eines ungestörten Aufbaus nach langer Ausschwingzeit dargestellt. Beim ersten Fall des äußeren Spiegels stellt man ein stabiles Verhalten fest. Die gesamte Breite des PD-Signals (vom Maximum bis zum Minimum) entspricht nur einem Sechstel der Höhe beim gestörten Fall. Eine maximale Schwingungsamplitude von  $\frac{1}{6}\frac{\lambda}{4} \approx 17\text{nm}$  lässt sich daraus ableiten. Dies ist weniger als ein Zwanzigstel der Periodenlänge einer stehenden Welle aus 811nm-Licht und würde atominterferometrische Messungen erlauben. Auch bei der Version mit verwendetem vorderen inneren Spiegel ist die maximale Amplitude der Vibrationen noch nicht problematisch für die Durchführung von interferometrischen Experimenten. Eine Überlegung wie oben lässt auf eine maximale Auslenkung von 27nm bei der Vibration schließen. Hier ist nämlich das ungestörte Signal ungefähr maximal viermal schmaler als das gestörte. Ganz anders der Fall beim hinteren Spiegel, der auf der Flexure befestigt ist: Dort ist überhaupt kein Unterschied in der Breite der jeweiligen Signale zu erkennen. Das heißt, auch im ungestörten Fall schwingt jener Spiegel mit einer Amplitude von mindestens 101nm, das heißt beim Dreistrahlinterferometer würde sich die Phasenbeziehung der hinteren Stehwellen zur ersten durch die Vibration um  $\pi/2$  ändern. Eine Fouriertransformation des PD-Signals zeigt zusätzlich, dass eine derartige Änderung auf der Zeitskala von etwa 10ms geschieht. Beteiligte Frequenzen sind nämlich 25 und 75Hz. Bei der Aufnahmezeit der einzelnen Bilder von einer Minute beim Atominterferometer mittelt man folglich über völlig verschiedene Phasenkonstellationen der Stehwellen. Zudem stellt die Vibrationsamplitude von 101nm lediglich eine Untergrenze dar. Offenbar war die seitliche Befestigung der Flexure an dem vertikalen Arm des Spiegelträgers anfällig für Erschütterungen und Vibrationen der gesamten Atomstrahlapparatur. Insbesondere gilt die Tatsache zu beachten, dass die Vakuumpumpen, sowohl Öldiffusions- als auch Turbomolekularpumpen, direkt unterhalb der Vakuumkammer befestigt sind. Eine Turbomolekularpumpe befindet sich 50cm neben dem Spiegelaufbau, was die festgestellte Instabilität begründen mag.

Insgesamt wurde folglich der Grund für das beobachtete Verhalten des Aufbaus geliefert und damit auch dessen Grenzen auf dem Weg zur Realisation und zum Nachweis der SPBS festgestellt. Weshalb es überhaupt möglich gewesen war, ein Interferometrie-Signal beim Mach-Zehnder-Atominterferometer zu erhalten, mag daran liegen, dass die Messungen recht bald nach der letzten Spiegeljustage vorgenommen wurden. Offenbar traten dort die beobachteten Vibrationen noch nicht auf.

Ein nächster Schritt ist das Neudesign der Spiegelhalterung mit anderer Befestigung der Spiegel; die Flexure wurde ersetzt durch einen „3-Axis Piezo-Mirror-Mount“ der Firma Thorlabs. Hierauf wird im nächsten abschließenden Kapitel kurz eingegangen.

*Kapitel 4 Experimentelle Umsetzung*

## 5 Zusammenfassung, Rückblick und Ausblick

Diese Arbeit fasst die unternommenen Schritte und Vorversuche auf dem Weg zur Realisation und zum Nachweis des Single Photon Beam Splitters zusammen. Das gedankliche und theoretische Rüstzeug wird geliefert und experimentelle Eigenheiten, die es zu beachten gilt, werden behandelt. Dies zeigt, dass die experimentelle Durchführung der eigentlichen Experimente zum Single Photon Beam Splitter bald möglich sein wird.

### Zusammenfassung

Die Durchführung der Experimente zum SPBS greift auf den intensiven Strahl metastabiler Argonatome zurück, der die Experimentierkammer mit verschiedenen stehenden oder laufenden kreuzenden Lichtwellen durchläuft. Die Detektion der Interferenz- bzw. Beugungsbilder der Materiewellen im Fernfeld läuft über Multichannelplates ab.

Zu erreichendes Hauptziel bleibt der Nachweis eines neuartigen Strahlteilers für Materiewellen. Dieser beruht auf der zu bestätigenden Kohärenz zweier möglicher Prozesse bei der spontanen Emission eines Photons: Nämlich die direkte Aussendung und die Emission in entgegengesetzte Richtung aber anschließende Reflexion an einem nahe befindlichen Spiegel. Festzuhalten ist die Unabdingbarkeit der Nähe zu Spiegel bei der Emission im Bereich von wenigen  $\mu\text{m}$ . Das besondere Termschema von Argon erlaubt es, sicherzustellen, dass nur Atome, die spontan emittiert haben, detektiert werden. Eine folgende Stehwelle mischt beide kohärenten Teilzustände wieder und soll Interferenz zeigen.

Im Verlauf der Arbeit wurde deutlich, dass besonderer Wert zu legen ist auf die relative Justage der Spiegel zur Erzeugung des kohärenten Zustands und dem Nachweis durch Interferenz; eine nachträgliche Justagemöglichkeit von außen wird geschaffen. Die benötigte Parallelität der Spiegeloberflächen wurde untersucht mit einer atominterferometrischen Anordnung mit drei Stehwellen. Zum Durchstimmen der relativen Phase der Stehwellen wurde eine Flexure verwendet, deren Instabilität gegenüber Vibrationen beobachtet wurde.

## Rückblick

In den ersten acht Monaten meiner Diplomarbeit führte ich gemeinsam mit meinen Kollegen Elisabeth Kierig und Jiří Tomkovič die Messungen zu getriebenem Tunneln in Doppeltopfpotentialen an derselben Atomstrahlapparatur wie für die Messungen, welche ich hier vorgestellt habe, zu Ende. Näheres hierzu entnehme der geneigte Leser den Diplomarbeiten [23] und [24], sowie in Teilen auch der Dissertation [13], wo frühe Details zu finden sind. Die Dissertation von Elisabeth Kierig sowie eine noch ausstehende Veröffentlichung hierzu seien ebenso erwähnt. Gerade der sich aus der Welleneigenschaft der Teilchen ergebende quantenmechanische Effekt des Tunnelns ist wohl einer der erstaunlichsten Prozesse im Bereich des Mikrokosmos. Und die Möglichkeit der Manipulation oder gar Kontrolle dieses Vorgangs erlaubt tiefe Einblicke in das Quantenverhalten der untersuchten Materiewellen:

Die Abhängigkeit der Tunneldynamik metastabiler Argonatome von den Treibparametern Frequenz und Amplitude im Falle von zeitlich symmetrischem Treiben der Doppeltöpfe wurde untersucht. Insbesondere sagt die Theorie sogar die Möglichkeit des kompletten Stillstands der Tunneldynamik voraus, was als „coherent destruction of tunneling“ (CDT) bezeichnet wird. Die Doppeltöpfe entstanden durch Überlagerung zweier stehender Lichtwellen des Wellenvektors  $\mathbf{k}$  bzw.  $\frac{\mathbf{k}}{2}$ . Die letztere Welle wurde durch Einfall unter dem Winkel von  $60^\circ$  gegenüber der Spiegelnormalen und anschließender Reflexion gebildet. Das Treiben wurde umgesetzt über eine periodische Variation dieses Einfallswinkels und entspricht bildlich einem periodischen Heben und Senken der beiden Mulden des Doppeltopfs. Die experimentellen Ergebnisse lassen sich sowohl qualitativ als auch quantitativ mittels der Floquet-Theorie zufriedenstellend simulieren. Ein vorhergesagtes Zusammenbrechen der Verlangsamung des Tunnelprozesses für den Fall asymmetrischen Treibens wird ebenfalls auch im Experiment bestätigt: Die Tunnelndynamik verhält sich tatsächlich anders, sobald man die für CDT geforderte Symmetrie beim Treiben bricht, zum Beispiel, indem nicht mehr sinusförmig getrieben wird sondern mit einem Sägezahnsignal. Umfangreiche Eich- und Symmetrisierungsmessungen wurden durchgeführt; speziell war die Erkenntnis von Bedeutung, dass eine einzubeziehende Phasenverschiebung der Stehwellen durch den Spiegel dazu führt, einen symmetrischen Doppeltopf nur in einem vorher festzulegenden Spiegelabstand realisieren zu können. Gerade dieser symmetrische Doppeltopf ist der Ausgangspunkt jeglicher erfolgreicher Messungen.

## Ausblick

Bezüglich des Single Photon Beam Splitters wurden durch die vorgenommenen Vorversuche und Charakterisierungen nötige Erfordernisse unserer Apparatur deutlich. Zunächst wird statt der Flexure nun ein „3-Axis Piezo-Mirror-Mount“ der Firma Thorlabs verwendet, der sowohl eine Translation senkrecht zur Spiegeloberfläche als auch eine Verkipfung derselben um zwei Achsen ermöglicht. All dies ist bei geschlossener Vakuumapparatur

möglich, was einen erheblichen zeitlichen Vorteil bei der Justage bietet. Weiterhin wurden bereits zwei rechteckige dielektrische Spiegel eingebaut, sodass nun eine Stehwelle auf dem ersten Spiegel wesentlich näher an eine Stehwelle auf dem zweiten Spiegel herangebracht werden kann; dies war mit den ursprünglichen kreisförmigen Spiegeln nicht möglich. Die Parallelstellung der Oberflächen ist nun direkt mit einer Anordnung aus zwei Stehwellen möglich, ein Mach-Zehnder-Interferometer braucht nicht mehr verwendet zu werden. Mit dem neuen Spiegelaufbau konnte ein erstmaliges SPBS-Signal erhalten werden (Kontrast bei der Interferometrie von etwa 6%). Dies war bereits möglich mit einer nur groben Stabilisierung des mischenden Lasers auf die resonante Wellenlänge bei 795nm.

Derzeit wird zur Verbesserung eine externe Stabilisierung auf die genaue Resonanz mittels Polarisationspektroskopie aufgebaut. Es bleibt zu überlegen, für den Spiegel, der den SPBS schafft, statt einem dielektrischen Spiegel einen Goldspiegel zu verwenden. Dort wäre eine grundsätzlich größere Nähe zur Oberfläche bei der spontanen Emission möglich.

Insgesamt ist also ein baldiger Abschluss der Messungen zum SBPS zu erwarten.

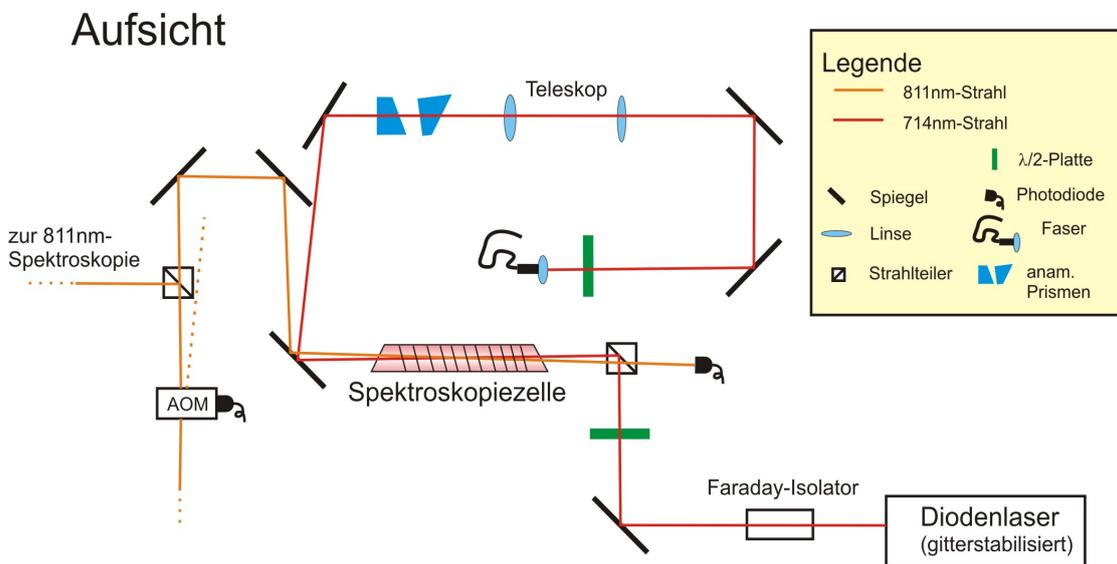
Weitergehende Pläne mit der Apparatur sehen zum einem eine genauere Charakterisierung der Eigenschaften der Atomquelle vor. Dies ist nötig zur Ermittlung der Anforderungen bei der Realisierung einer komplett neuen Atomstrahlapparatur. Dort soll die Altersbestimmung von Wasser mit der Methode der „Atom Trap Trace Analysis“ (ATTA), [32], ermöglicht werden, um letztlich die Wasserbewegung in Ozeanen und Grundwasserdynamik studieren zu können. Interessant dabei ist das Isotop Ar-39 mit der Halbwertszeit von 269 Jahren. Mein Kollege Joachim Welte realisierte in seiner Diplomarbeit bereits eine Magnetooptische Falle (MOT) für Ar-40 und konnte Einzela-atomdetektion erreichen, [33].

Außerdem ist zum anderen ein Umbau der Atomstrahlapparatur geplant, der Wheelers Gedankenexperiment, [34], für Argonatome realisieren soll. Dort wird erst nach dem Eintritt eines Atoms in das Experiment entschieden, ob es sich als Teilchen oder Welle verhalten soll („Delayed Choice“). Konkret wird die Möglichkeit einer geschlossenen Interferometeranordnung mit einer letzten mischenden Stehwelle geschaffen, oder ein offenes Interferometer gewählt, wo das Teilchen einen der beiden möglichen Pfade zu wählen hat. Die Entscheidung für eine dieser Alternativen soll erst nach dem Eintritt eines Teilchens in die experimentelle Anordnung erfolgen. Ein Wellenverhalten zöge Interferenzerscheinungen nach sich, ein Verhalten wie ein Teilchen eben nicht. Bisher konnte ein solcher prinzipieller Aufbau nur mit Photonen erfolgreich umgesetzt werden, vergleiche [35], an unserer Apparatur ist prinzipiell die erstmalige Durchführung solcher Experimente mit Atomen möglich.

*Kapitel 5 Zusammenfassung, Rückblick und Ausblick*

## A Stabilisierung des 714nm-Lasers

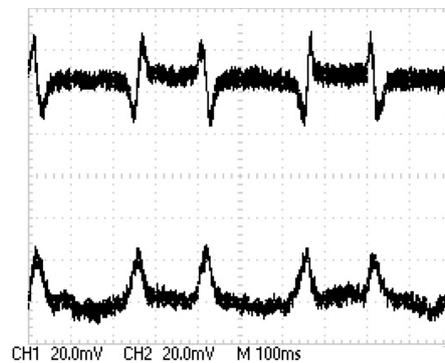
Um Laserlicht der Wellenlänge 714,903nm zu erzeugen, wird im Experiment ein gitterstabilisierter Diodenlaser der Firma Toptica (DL 100) verwendet, welcher maximal etwa 5mW an Leistung liefert. Das aktive Frequenzstabilisieren („Locken“) des Lasers gestaltet sich im Vergleich zum Locken der 811nm-Strahlung (für die Präparation des Atomstrahls) und des absorptiven Lasers (801nm) etwas schwieriger. Dort wird das Verfahren der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie verwendet (vergleiche [36]); Pump- und Probestrahl entstammen demselben Laser. Hier hingegen handelt es sich um einen schwachen Übergang. Wir verwenden das Prinzip der optisch-optischen Doppelresonanz-Spektroskopie V-Anordnung, ebenfalls [36]. Zwei auf Übergangswellenlängen des Argons ausgehend vom selben Niveau  $1s_5$  abgestimmte Laserstrahlen werden eingesetzt. Entwölkert der eine den Ausgangszustand, wird der andere weniger stark absorbiert.



**Abbildung A.1:** Strahlengang zum Locken Lasers mit 714nm, der als Pumpstrahl verwendet wird; Probestrahl ist der bereits gelockte 811nm-Laser.

## Kapitel A Stabilisierung des 714nm-Lasers

Der bereits stabilisierte 811nm-Strahl durchkreuzt eine Spektroskopiezelle, in der eine rf-Gasentladung brennt, um Atome im Niveau  $1s_5$  zu erhalten. Dessen Lichtintensität misst eine Photodiode (PD). Der zu stabilisierende 714nm-Strahl kreuzt die Zelle ebenfalls. Über ein langsames Variieren der Länge der Lasercavity mittels eines Piezokristalls wird ein Durchstimmen der emittierten Wellenlänge erreicht. Trifft man den Übergang  $1s_5 \rightarrow 2p_4$ , so werden metastabile Argonatome in das für 811er-Licht insensitive metastabile  $1s_3$ -Niveau überführt. Folglich ergibt sich eine verringerte Absorption des Abfrage- oder Probe-Strahls, was Spitzen im Photodiodensignal bewirkt (Abb.A.2). Auf jene Spitzen soll der 714er nun stabilisiert werden, was mit Hilfe der LockIn-Technik



**Abbildung A.2:** Typisches Oszillographensignal beim Locken des 714er. Unten das direkte Photodiodensignal, oben das Fehlersignal des LockIn-Verstärkers.

bewerkstelligt wird. Hierzu ist man an einem Fehlersignal mit Nulldurchgängen an den Stellen der Spitzen im Photodiodensignal interessiert, auf das ein PI-Regler schlussendlich regelt (A.2, oberes Signal). Eine Signalspitze ist als Regelpunkt ungeeignet, da die Regelelektronik keine Information über die Richtung besitzt, in die sie regeln soll. Das Fehlersignal sollte somit gerade die Ableitung des Ausgangssignals darstellen. Hier gibt es eine steile Flanke mit Nulldurchgang, auf den geregelt wird. Technisch wird diese Ableitung dadurch realisiert, dass das Ausgangssignal bereits mit einer festen Frequenz im kHz-Bereich eines Referenzsignals moduliert wird. Der LockIn-Verstärker multipliziert jenes erneut mit dem Referenzsignal und integriert dann zeitlich, womit das Ableitungssignal erhalten wird. Die Besonderheit bei vorliegendem Aufbau besteht darin, dass eine Modulation des 714er-Systems nicht mehr nötig ist, da der schon stabilisierte 811er-Strahl um selbst gelockt werden zu können bereits mit einem 25kHz-Signal amplitudenmoduliert ist. Jenes Referenzsignal muss lediglich noch dem LockIn-Verstärker des 714nm-Lasers zugeführt werden.

Der Strahlquerschnitt des 714er Lasers wird nach dem Durchgang durch die Spektroskopiezelle, wo er noch recht groß und elliptisch ist, um einen maximalen Überlappbereich mit dem 811er-Probe-Laser zu erreichen, mittels eines anamorphotischen Prismenpaares verändert. Für die Führung des Lichts zum eigentlichen Experimentiertisch mittels einer

polarisationserhaltenden Single-Mode-Faser ist nämlich ein rotationssymmetrisches Gaußprofil notwendig. Ein Keplersches Teleskop dient der Anpassung des Strahldurchmessers auf die Eintrittsapertur des Einkopplers in die Faser.

*Kapitel A Stabilisierung des 714nm-Lasers*

# Literaturverzeichnis

- [1] M.L. de Broglie. *A Tentative Theory of Light Quanta*. Phil. Mag., 47:447, 1924.
- [2] C. Davisson, L.H. Germer. *Diffraction of Electrons by a crystal of Nickel*. Phys. Rev., 30:705, 1927.
- [3] O. Carnal, J. Mlynek. *Youngs Double-Slit Experiment with Atoms: A Simple Atom Interferometer*. Phys. Rev. Lett., 66:2689, 1991.
- [4] 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.
- [5] R. Frisch. *Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsrückstoßes*. Zeitschrift für Physik, 86:42, 1933.
- [6] P. Meystre. *Atom Optics*. Springer-Verlag, New York, 2001.
- [7] I.I. Rabi. *Space Quantization in a Gyating Magnetic Field*. Phys. Rep. 51, 652, 1937.
- [8] 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*. J. Exp. Theo. Phys., 97:522, 2003.
- [9] 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 69, 456, 1999.
- [10] J.M. Cowley, *Diffraction Physics*. North-Holland, Amsterdam, 1975.
- [11] M.V. Berry. *The Diffraction of Light by Ultrasound*. Academic Press, 1966.
- [12] R.J. Cook und A.F. Bernhardt. *Deflection of atoms by a resonant standing electromagnetic wave*. Phys. Rev. A, 18:2533, 1978.
- [13] R. Stützel. *Nicht zerfließende Wellenpakete in imaginären Potentialen*. Dissertation, Universität Heidelberg, 2006.

## Literaturverzeichnis

- [14] C. Salomon, J. Dalibard, A. Aspect, H. Metcalf und C. Cohen-Tannoudji. *Channeling atoms in a laser standing wave*. Phys. Rev. Lett. 59:1659, 1987.
- [15] M.K. Oberthaler. *Wellen im Periodischen Medium*. Dissertation, Universität Innsbruck, 1997.
- [16] P.P Ewald, Z. Kristallogr. 93,396, 1936.
- [17] W.H. Bragg und W.L. Bragg. *The Reflection of X-rays by Crystals*. Proc. R. Soc. Lond., 88:428, 1913.
- [18] H. Rauch, D. Petrascheck in *Neutron Diffraction*. Herausgeber H. Dachs, Springer, Berlin, 1978.
- [19] 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.
- [20] M.K. Oberthaler, R. Abfalterer, S. Bernet, J. Schmiedmayer und A. Zeilinger. *Atom Waves in Crystals of Light*. Phys. Rev. Lett. 77:4980, 1996.
- [21] P.P. Ewald. Ann. Phys. 54:519, Leipzig, 1917.
- [22] M. Störzer. *Realisierung eines langsamen, intensiven Strahls metastabiler Argonatome*. Diplomarbeit, Universität Konstanz, 2003.
- [23] R. Ettig. *Beobachtung des Tunnelns massiver Teilchen in Doppeltopfpotentialen*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2006.
- [24] U. Schnorrberger. *Tunneln mit Antrieb*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2006.
- [25] M. Born und E. Wolf *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Cambridge University Press, 1999.
- [26] L. Rayleigh und W. Ramsay. *Argon, a new Constituent of the Atmosphere*. Phil. Trans. R. Soc. London, 186:187, 1895.
- [27] H. Katori und F. Shimizu. *Lifetime Measurement of the  $1s_5$  Metastable State of Argon and Krypton with a Magneto-Optical Trap*. Phys. Rev. Lett., 70:3545, 1993.
- [28] M. Göbel. *Propagation von Materiewellen in imaginären Potentialen*. Diplomarbeit, Universität Konstanz, 2004.
- [29] E.M. Rasel, M.K. Oberthaler, H. Batelaan, J. Schmiedmayer und A. Zeilinger. *Atom Wave Interferometry with Diffraction Gratings of Light*. Phys. Rev. Lett., 75:2633, 1995.
- [30] D.M. Giltner, R.W. McGowan und S.A. Lee. *Atom Interferometer Based on Bragg Scattering from Standing Light Waves*. Phys. Rev. Lett., 75:2638, 1995.

- [31] R. Delhuille, C. Champenois, M. Büchner, L. Jozefowski, C. Rizzo, G. Tréneć und J. Vigué. *High-contrast Mach-Zehnder lithium-atom interferometer in the Bragg regime*. Appl. Phys. B, 74:489, 2002.
- [32] C.Y. Chen, Y.M. Li, K. Bailey, T.P. O'Connor, L. Young und Z.-T. Lu. *Ultra-sensitive Isotope Trace Analyses with a Magneto-Optical Trap*. Science 286, 1139 (1999).
- [33] J. Welte. *Single Atom Fluorescence Detection*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2007.
- [34] J.A. Wheeler, in *Quantum Theory and Measurement*. Princeton Univ. Press, Princeton, 1984.
- [35] V. Jacques, e. Wu, F. Grosshans, F. Treussart, P. Grangier, A. Aspect und J.-F. Roch. *Experimental Realization of Wheeler's Delayed-Choice Gedanken Experiment*. Science 315, 966, 2007.
- [36] W. Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer-Verlag, Berlin, 5. Auflage, 2007.
- [37] P.R. Berman. *Atom Interferometry*. Academic Press, San Diego, 1997.
- [38] E. Arimondo. *Proceedings of the International School of Physics „Enrico Fermi“*. *Laser Manipulation of Atoms and Ions*. Varenna, 118. 1991, darin S. Stenholm *Momentum Exchange between Matter and Light*. S.29-70.

*Literaturverzeichnis*

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all jenen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Prof. Markus Oberthaler danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit in seiner Gruppe durchführen zu können und für die intensive Betreuung. Zahlreiche Diskussionen eröffneten mir Einblick in Physik-Horizonte jenseits des standardmäßigen Vorlesungsstoffs. Für die daraus resultierende Motivation bedanke ich mich genauso wie für die Nicht-Physik-Momente in unzähligen langen Labornächten.
- Priv. Doz. Maarten DeKieviet danke ich für die freundliche Bereitschaft diese Arbeit zu begutachten.
- Meiner Doktorandin Lisa Kierig möchte ich danken für ihre Antworten auf meine nervenden Fragen, für die Menschlichkeit im Labor, für die unzähligen Diskussionen (auch für die physikalischen ...), den Spass, das gemeinsame Leid sowie für die einmalige Gelegenheit für mich, „Klein Arthur“ von Anfang an zu „kennen“.
- Meinen beiden Diplomandenkollegen Jo Welte und Jiří Tomkovič danke ich für die erfolgreiche Zusammenarbeit und die Geduld meinen unzähligen basteltechnischen (Jo) und Matlab/Labview/PC/Simulations/Fit-Fragen (Jirka) gegenüber.
- Ralf Stützle, dem ehemaligen Doktoranden am Experiment, danke ich, genauso wie Jo, Lisa und Ute, für das rasche Korrekturlesen dieser Arbeit und die wertvollen Tipps nicht nur bezüglich Layoutfragen.
- Den anderen Arbeitsgruppenmitgliedern Jens Appmeier, Lizzy Brama, Jérôme Estève, Stefano Giovanazzi, Christian Groß, Dagmar Hufnagel, Karsten Joho, Jan Krieger, Peter Krüger, Eike Nicklas, Marc Repp, Stefan Weiß, Andreas Weller und Tilman Zibold sowie allen neu dazugekommenen danke ich für die vielen geleisteten Hilfestellungen und die positive Stimmung in der Gruppe.
- Meiner besten Freundin Ute Schnorrberger danke ich dafür, mir den Einstieg in die Oberthaler-Gruppe erleichtert zu haben, für ihre allzeit verfügbare Unterstützung und Betreuung, ob kulinarisch, persönlich, telefonisch, per Post oder sogar manchmal per Mail und wünsche ihr viel Erfolg an der neuen „Maschien“ in Mainz.

- Anita Hönninger danke ich für die Einladungen zum Abendessen („Etwas Richtiges!“) und ihr immer offenes Ohr.
- Meinen Eltern Brunhilde und Gerhard Schietinger sowie Oma Maria und Schwestern Esther und Marina gilt der größte Dank. Ohne Eure bedingungslose Unterstützung und die Möglichkeit der Zuflucht wäre ein Studium nicht möglich gewesen.
- Wolfgang.

Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_  
Unterschrift