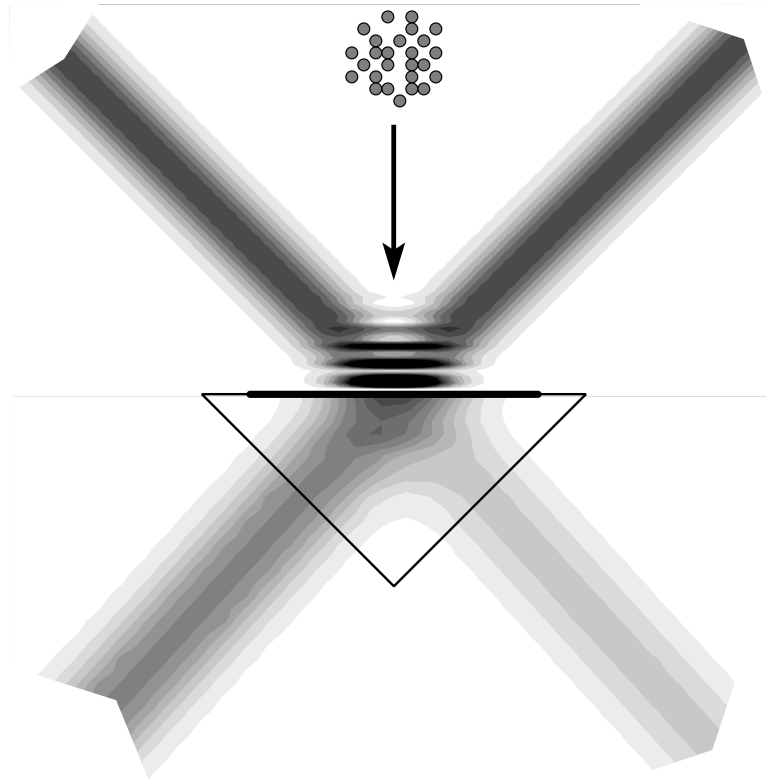


Ein planarer de Broglie-Wellenleiter



Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
des Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

an der Universität Konstanz
Fakultät für Physik

vorgelegt von
Michael Hartl

Tag der mündlichen Prüfung: 24. Juli 2000

Referent: Prof. Dr. J. Mlynek
Referent: Prof. Dr. G. Maret

Zusammenfassung

Für viele lichtoptischen Elemente wie Spiegel, Linsen und Strahlteiler existieren in der Atomoptik analoge Systeme. Licht – oder allgemeiner elektromagnetische Felder – und Materie treten hierbei mit quasi vertauschten Rollen auf: Den optischen Elementen entsprechen elektromagnetische Felder und den Lichtfeldern Materiewellen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Wellenleiter für atomare de Broglie-Wellen realisiert: Durch Reflexion eines Laserstrahls an einer goldbedampften Prismenoberfläche wurde eine stehende Lichtwelle generiert. Bei einer Frequenz des Lichtes nahe der Resonanzfrequenz eines atomaren Überganges in metastabilem Argon übt das Lichtfeld auf die Atome eine Dipolkraft aus, die durch ein Potential proportional der Intensitätsverteilung im Interferenzmuster der stehenden Welle beschrieben werden kann. Atome mit hinreichend kleiner kinetischer Energie können so in den Potentialminima gespeichert werden.

In longitudinaler Richtung zur stehenden Welle ist die Schwerpunktsbewegung der Atome stark eingeschränkt und zeichnet sich durch eine diskrete quantenmechanische Modenstruktur aus, wobei der Energieabstand der einzelnen Bewegungszustände groß gegenüber ihrer Unschärfe ist. Transversal können sich die Atome dagegen quasi frei bewegen, d. h. das Modenspektrum ist hier kontinuierlich. Ein einzelnes Potentialminimum stellt daher einen Resonator für atomare de Broglie-Wellen dar und kann als das atomoptische Analogon eines zweidimensionalen Wellenleiters in der Lichtoptik angesehen werden.

Die experimentelle Herausforderung bestand in der Präparation von ultrakalten Atomen in einem einzelnen Knoten oder Bauch der stehenden Lichtwelle: Hierzu wird in einer magneto-optischen Falle ein Ensemble ultrakalter Argonatome präpariert und in Richtung der Prismenoberfläche fallengelassen. Vor Erreichen der Oberfläche werden die Atome von einem evaneszenten Lichtfeld abgebremst und in einem einstufigen optischen Pumpprozess in das Wellenleiterpotential transferiert.

Zum Nachweis der Atome wurde ein elektronenoptisches Detektorsystem entwickelt, mit dem die Atome zeit- und zweidimensional orts aufgelöst nachgewiesen werden können. Damit gelang die Validierung des Transferprozesses der Atome in das Wellenleiterpotential und der Nachweis von im Wellenleiter gespeicherten Atomen. Eine Auflösung der Modenstruktur im Wellenleiter und der longitudinalen Besetzungsverteilung verschiedener Potentialminima stand bei Abschluß dieser Arbeit noch aus.

Der de Broglie-Wellenleiter bietet die Möglichkeit zur Untersuchung eines quasi-zweidimensionalen Gases ultrakalter Atome vor einer Oberfläche. Darüberhinaus soll auf seiner Grundlage eine kontinuierliche laserartige Quelle für Atome realisiert werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Atomoptischer Hintergrund	1
1.2	Physikalisches Konzept	3
2	Theoretischer Teil	8
2.1	Lichtkräfte im Dressed Atom-Modell	8
2.1.1	Bekleidete Atome (<i>Dressed Atoms</i>)	8
2.1.2	Spontane Emission	12
2.2	Metastabiles Argon	13
2.2.1	Niveauschema	13
2.2.2	Magnetische Unterstruktur	15
3	Technischer Teil	19
3.1	Lasersystem	19
3.1.1	Laser für den Kühl- und Reflexionsübergang	19
3.1.2	Lasersystem für den Transferübergang	21
3.1.3	Laser für den Wellenleiterübergang	24
3.2	Atomstrahl-Apparatur	25
3.3	Evaneszente Lichtfelder	28
3.3.1	Oberflächenplasmonen	29
3.3.2	Charakterisierung mittels der ATR-Methode	33
3.4	Orts- und zeitauflösendes Detektorsystem	40
3.4.1	Nachweis metastabiler Edelgasatome	41
3.4.2	Elektronenoptik	43
3.4.3	Technische Ausführung und Performance	51
4	Experimenteller Teil	58
4.1	MOT als Reservoir ultrakalter Atome	58
4.1.1	Methode der Flugzeitspektroskopie	58
4.1.2	Energieverteilung der Atome	64
4.1.3	Anzahl und Dichte der Atome	66
4.2	Reflexion der Atome am evaneszenten Feld	68
4.2.1	Reflexionspotential	68
4.2.2	Einfluß von gestreuten Photonen	75
4.3	Transfer der Atome in den Wellenleiter	81
4.3.1	Optischer Pumpprozeß	81
4.3.2	Transfer in das Wellenleiterpotential	84

4.4	Speicherung der Atome im Wellenleiterpotential	98
4.4.1	Wellenleiterpotential	98
4.4.2	Speicherzeit der Atome im Wellenleiter	99
4.4.3	Flugzeitspektroskopie des Wellenleiters	110
4.4.4	Nachweis von Atomen im Wellenleiter	112
5	Resümee	118
5.1	Zusammenfassung und Diskussion	118
5.2	Ausblick	120
	Literaturverzeichnis	130

Kapitel 1

Einführung

Die Atomoptik befaßt sich mit Phänomenen, die auf die Welleneigenschaften von Atomen zurückzuführen sind, so wie die klassische Optik mit der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen. Entstanden aus Atomphysik und der Teilchenoptik erfuhr sie in den letzten Jahren eine rasante Entwicklung und gilt mittlerweile als eigenständiges Teilgebiet der Physik.

Es folgt ein kurzer Überblick über Entwicklung und aktuellen Stand der Atomoptik; anschließend wird das Konzept des hier experimentell realisierten planaren Wellenleiters für Atome vorgestellt.

1.1 Atomoptischer Hintergrund

De Broglie formulierte bereits 1923 die These, materielle Teilchen könnten, genau wie Photonen, wellenartige Eigenschaften haben [1]. Experimentell wurde dies zuerst in Form eines Interferenzeffekts von Davisson und Germer bei der Reflexion langsamer Elektronen an einem Nickelkristall beobachtet [2]. Die Elektronenoptik hat eine bedeutende technologische Anwendung in der Elektronenmikroskopie und -lithographie gefunden; die Analogie zwischen Teilchen- und Lichtoptik hat sich dabei als sehr weitreichend erwiesen und erstreckt sich sogar bis hin zur Theorie der Abbildungsfehler [3]. Nachdem Kernreaktoren als Strahlungsquellen für Neutronen zur Verfügung standen, konnte auch die Neutronenoptik ein breites Anwendungsspektrum finden [4].

Ref. [5] vermittelt einen Überblick über die historische Entwicklung der Atomoptik und stellt eine Reihe von atomoptischen Elementen vor. Die experimentelle Schwierigkeit bei der Atomoptik bestand darin, daß neutrale Atome – im Gegensatz zu Elektronen – nur schwach mit statischen elektromagnetischen Feldern wechselwirken und sie – im Gegensatz zu Neutronen – nicht in Materie eindringen. Atominterferometrie an klassischen mechanischen Strukturen wie einem Doppelspalt [6], einem Gitter [7] oder einer Fresnel-Zonenplatte [8] setzt aufgrund der kleinen de Broglie-Wellenlänge von thermischen Atomen freitragende Mikrostrukturen voraus und konnte erst 1991 demonstriert werden. Alternativ zu Mikrostrukturen können atomoptische Elemente auch mittels elektromagnetischer Felder realisiert werden. Schon 1951 gelang die Fokussierung von Atomstrahlen mit statischen magnetischen [9] Feldern und 1955 mit

elektrischen Multipolfeldern [10]. Elektromagnetische Wechselfelder nahe einer atomaren Resonanzfrequenz wechselwirken in der Regel jedoch weit stärker mit Atomen als statische Felder.

Die Manipulation der atomaren Schwerpunktsbewegung mit Lichtkräften konnte schon 1933 von R. Frisch demonstriert werden [11]. Effiziente Verfahren zur Kühlung und Speicherung von Atomen und zur Manipulation der atomaren Schwerpunktsbewegung standen aber erst mit der Entwicklung der Laserspektroskopie durch quasi resonante Anregung von atomaren Übergängen zur Verfügung¹. Dies ermöglichte die Übertragung einer Reihe klassischer Elemente der Lichtoptik, wie Spiegel, Linsen, Strahlteiler und verschiedene Typen von Interferometern in die Atomoptik [5, 19, 20], wobei Licht und Materie ihre Rollen quasi vertauschen: Das Licht generiert die optischen Elemente, die Materiewellen die zugehörigen Felder.

Auf die meisten atomoptischen Anwendungen wirkt sich die spontane Streuung von Photonen aus den Lichtfeldern störend aus. Einen Ausweg bieten hier weit gegenüber der atomaren Resonanz verstimte Lichtfelder, welche die spontane Streurrate minimieren; die Wechselwirkung der Atome mit dem Lichtfeld läßt sich hier über ein Dipolpotential beschreiben [21]. Auf diesem Prinzip beruhende Atomfallen (*Far Off Resonance Trap*, kurz FORT) [22] ermöglichen hohe Phasenraumdichten, die jedoch – jedenfalls in dreidimensionalen Fällen – durch Reabsorption von Photonen [23] durch die Atome begrenzt werden.

So konnte die Bose-Einstein-Kondensation (BEC) von stark verdünnten atomaren Gasen 1995 mit Rb und Na [24, 25] und kurz darauf mit Li [26] nur durch Ergänzung des Laserkühlverfahrens mit der – nicht-optischen – Methode des Verdampfungskühlens erreicht werden. BEC mit Wasserstoff wurde völlig ohne optische Methoden nur mittels Verdampfungskühlen erzielt [27]. In der Folge wurde von einer Reihe von Gruppen versucht, auf Grundlage eines Bose-Einstein-Kondensats einen „Atomlaser“² zu entwickeln. Mittlerweile gelang die Demonstration eines Atomlasers sowohl mit „gepulster“ [29] als auch mit kontinuierlicher Auskopplung [30, 31]. Wegen des diskontinuierlichen Prozesses des Verdampfungskühlens als Voraussetzung für die Bose-Einstein-Kondensation ist hier – im Unterschied zum optischen Analogon eines Dauerstrich- oder cw-Lasers – kein kontinuierlicher Pumpprozeß gegeben.

Um mit rein optischen Methoden die nötige Phasenraumdichte zu erreichen, kann man das genannte Reabsorptionsproblem im Prinzip durch Übergang zu stark anisotropen Systemen übergehen, die als ein- bzw. zweidimensionale Wellenleiter für Atome aufgefaßt werden können. Hierzu gibt es mittlerweile eine Reihe von Vorschlägen und Experimenten, die auf evaneszenten Lichtfeldern, welche bei der Totalreflexion von Licht an einer Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlichem Brechungsindex entstehen, beruhen (s. Ref. [32]). Alternativ existieren Ansätze, einen planaren Wellenleiter für Atome ausschließlich mit Magnetfeldern zu realisieren [33, 34]. Ausgangspunkt sind hier Atomspiegel, die auf statischen [35] bzw. quasi statischen [36] Magnetfeldern beruhen.

¹Für eine Übersicht über die historische Entwicklung und den aktuellen Stand der Forschung zur Laserkühlung neutraler Atome s. Ref. [12], [13] und die Artikel von W. Phillips [14], C. Cohen-Tannoudji [15] und S. Chu [16] anlässlich der Verleihung des Nobelpreises 1997. Zusammenstellungen relevanter Veröffentlichungen finden sich in Ref. [17] und [18].

²Für eine Diskussion verschiedener Ansätze zur Definition eines Atomlasers s. Ref. [28]

Niederdimensionale Systeme weisen gegenüber dreidimensionalen andersgeartete statistische Eigenschaften auf: So tritt in rein zweidimensionalen Systemen anstelle einer Bose-Einstein-Kondensation ein Kosterlitz-Thouless-Berezinskii-Übergang auf [37]; in quasi-zweidimensionalen Systemen, in denen die transversale Symmetrie durch ein Zentralpotential gebrochen ist, ist hingegen wieder Bose-Einstein-Kondensation zu erwarten [38]. Wie auch die Bose-Einstein-Kondensation [39], wurde ebenso der Kosterlitz-Thouless-Berezinskii-Übergang bereits in Halbleitern beobachtet [40].

1.2 Physikalisches Konzept

Planarer Wellenleiter für de Broglie-Wellen

Der hier verfolgte Ansatz zur Realisation eines planaren Wellenleiters für Atome beruht auf rein optischen Methoden. Atome sollen im Bereich einer einzelnen Periode des Dipolpotentials einer intensiven, weit gegen die atomare Resonanz verstimmt, stehenden Lichtwelle, also einer FORT (s. o.), gefangen und gespeichert werden. Aufgrund der großen Verstimmung der Wellenlänge des Lasers gegenüber derjenigen des atomaren Überganges von bis zu 10^4 mal der natürlichen Linienbreite ist die Photonenstreurate der Atome innerhalb der stehenden Welle sehr klein und damit ein annähernd konservatives System gegeben. Das Dipolpotential des Lichtfeldes ist damit in sehr guter Näherung proportional zu dessen Intensitätsverteilung. Wegen der starken Anisotropie dieses Potentials sind die Quantenzustände der Bewegung der Atome hier in den zwei zur stehenden Welle transversalen Richtungen entartet, in Richtung der stehenden Welle dagegen ist die quantenmechanische Modenstruktur diskret mit einem relativ großen Modenabstand. Ein derartiges System kann als Resonator für atomare de Broglie-Wellen angesehen werden und ist in der gegebenen Geometrie das atomoptische Analogon zu einem planaren (Licht-) Wellenleiter. Bei diesem weist das elektromagnetische Lichtfeld in zwei Dimensionen eine kontinuierliche und in einer Dimension eine diskrete Modenstruktur auf. Licht und Materie treten in diesem Analogon also in vertauschten Rollen auf: Die quantenmechanische Wellenfunktion der atomaren Schwerpunktsbewegung beim atomaren Wellenleiter entspricht dem elektromagnetischen Feld beim Lichtwellenleiter. Das einschließende Potential wird beim atomaren Wellenleiter durch ein Lichtfeld realisiert, beim Lichtwellenleiter erfolgt der Einschluß des elektromagnetischen Feldes durch eine geeignete Anordnung dielektrischer Schichten.

Abb. 1.1 zeigt schematisch den Aufbau des Experimentes: Das Lichtfeld der stehenden Welle wird von einem intensiven Laserstrahl erzeugt, der unter einem Winkel von 45° an der goldbedampften Oberfläche eines Prismas reflektiert wird. In dem Bereich, in dem sich hin- und rücklaufender Strahl überlappen, bildet sich so das Interferenzmuster einer stehenden Welle aus, deren Knotenebenen parallel zur Prismenoberfläche verlaufen.

Das atomare Medium, metastabile Argonatome (Ar^*) im Zustand $1s_3$ (s. Abb. 1.2), wird in den Knoten oder Bäuchen der stehenden Welle gespeichert. Bei blauer Verstimmung des Lasers gegen die Resonanzfrequenz des Überganges $1s_3 - 2p_4$ befinden sich die Minima des Dipolpotentials in den Knoten der stehenden Welle an den Orten minimaler

Lichtintensität; bei roter Verstimmung des Lasers in den Bäuchen der stehenden Welle an den Orten maximaler Intensität:

- Im Falle blauer Verstimmung existieren nur in longitudinaler Richtung zur stehenden Welle für die atomare Schwerpunktsbewegung gebundene Zustände; in transversaler Richtung können sich die Atome quasi frei bewegen, die Schwerpunktsbewegung weist also in den entsprechenden zwei Dimensionen ein quasi kontinuierliches Spektrum auf. In Richtung longitudinal zur stehenden Welle sind die gebundenen Bewegungszustände auf eine einzelne Periode des Dipolpotentials der stehenden Welle beschränkt. In dieser Dimension ist das Spektrum der atomaren Schwerpunktsbewegung diskret; der Abstand der einzelnen Energieniveaus ist typisch in der Größenordnung einiger Rückstoßenergien (s. Kap. 4.4).
- Im Falle roter Verstimmung hat das Dipolpotential in longitudinaler Richtung

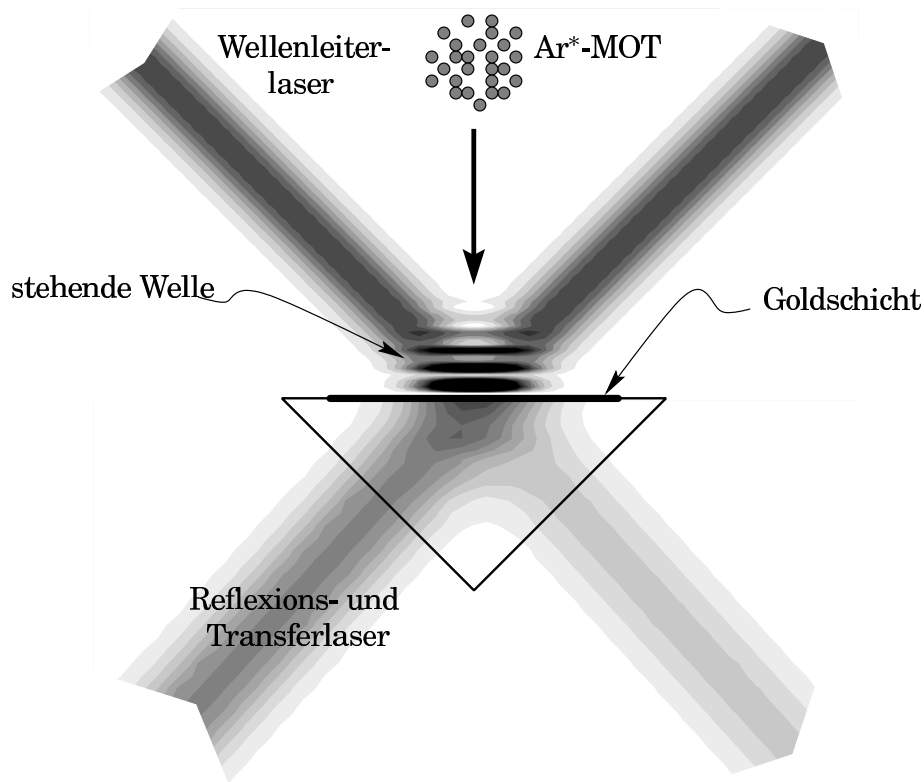


Abbildung 1.1: Prinzipieller Aufbau des Experiments. Das Dipolpotential des planaren de Broglie-Wellenleiters entsteht bei der Reflexion eines Lasers an der Oberseite eines goldbedampften Glasprismas. Der Wellenleiter wird aus dem Reservoir kalter Ar^ -Atome einer magneto-optischen Falle heraus geladen. Für den Ladeprozess müssen die Atome vor der Prismenoberfläche abgebremst und optisch gepumpt werden. Dies geschieht in zwei evaneszenten Lichtfeldern, die vom Reflexions- und Transferlaser durch Anregung von Oberflächenplasmonen erzeugt werden. (Näheres s. Text.)*

zur stehenden Welle die gleiche Form wie bei blauer Verstimmung, die Modenstrukturen gleichen sich also. Hier gibt es jedoch auch in transversaler Richtung gebundene Zustände, da im Zentrum jeden Bauches der stehenden Welle ein lokales Minimum des Dipolpotentials vorliegt. In transversaler Richtung ist dieses jedoch sehr flach im Vergleich zur longitudinalen Richtung, was ein annähernd kontinuierliches Spektrum der atomaren Schwerpunktsbewegung zur Folge hat.

Der Abstand der Knotenebenen in der stehenden Welle beträgt $\frac{\sqrt{2}}{2} \lambda_W = 560 \text{ nm}$, so daß die minimale Entfernung des Wellenleiters von der Oberfläche ca. 560 nm bei blauer und 280 nm bei roter Verstimmung beträgt.

Laden des Wellenleiters mit Atomen

Ein kontinuierlicher Ladeprozeß ist bei FORTs, insbesondere bei blau verstimmtten Lichtfeldern mit repulsivem Fallenpotential, in der Regel schwer zu realisieren, da

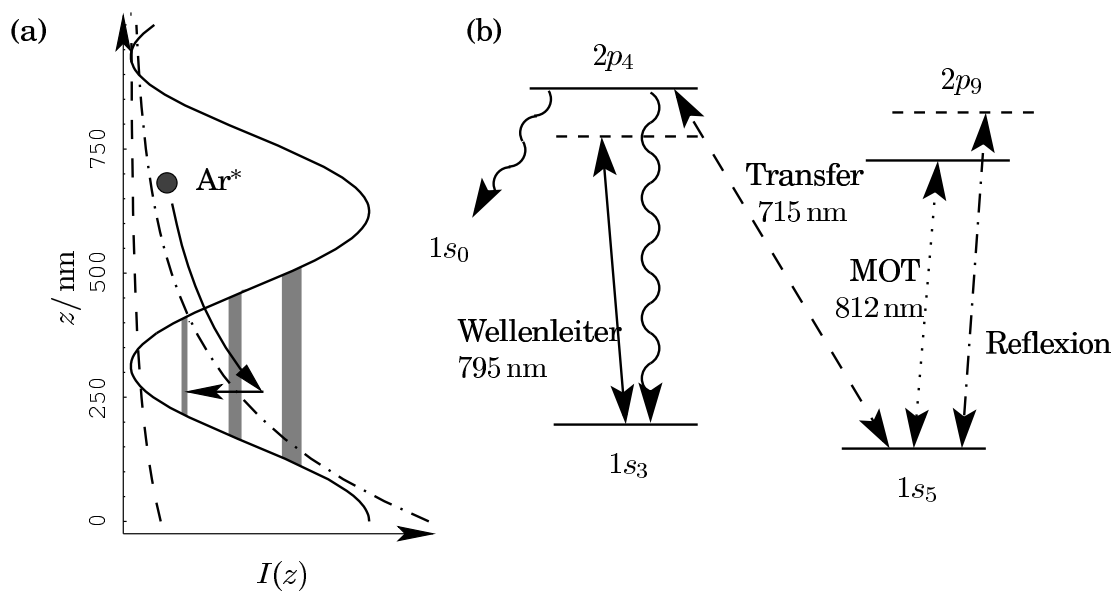


Abbildung 1.2: (a) Intensitätsverlauf der Lichtfelder vor der Prismenoberfläche und (b) relevanter Ausschnitt des atomaren Niveauschemas von Ar^* zur Verdeutlichung des Ladevorganges: Die im Zustand $1s_5$ aus der MOT freigelassenen Ar^* -Atome fallen Richtung Prisma und werden vor der Oberfläche vom Dipolpotential des Reflexionslasers (---) abgebremst; das Wellenleiterpotential (—) wechselt hier noch nicht mit den Atomen. Idealerweise im klassischen Umkehrpunkt werden sie vom Transferlaser (- -) angeregt und nach spontaner Emission eines Photons optisch in den Zustand $1s_3$ gepumpt. Anstelle des Reflexionspotential wirkt jetzt Wellenleiterpotential, die Atome haben ihre potentielle Energie aus dem Reflexionspotential abgegeben. In longitudinaler (z -)Richtung besitzt ihre Schwerpunktsbewegung diskrete quantenmechanische Energieniveaus (in (a) symbolisiert durch graue Balken) an.

die Atome zum Laden in die Falle auf irgendeine Art und Weise gekühlt werden müssen. Die Λ -förmige Niveaustruktur von Ar^* eröffnet hier jedoch die Möglichkeit eines kontinuierlichen Betriebs und Lademechanismus (s. hierzu Abb. 1.1 und 1.2):

Zunächst wird ein Reservoir von Ar^* -Atomen im Zustand $1s_5$ in einer magneto-optischen Falle (MOT) in einem Abstand von ca. 6 mm oberhalb des Prismas präpariert und bis hinab zu $16\ \mu\text{K}$ gekühlt. Zum Laden der Atome in den Wellenleiter werden Licht- und Magnetfeld der MOT abgeschaltet. Unter Wirkung der Schwerkraft fallen die Atome dann in Richtung Prisma. Um zu verhindern, daß die Ar^* -Atome einfach auf die Prismenoberfläche treffen, wobei sie in den Grundzustand $1s_0$ abgeregt würden, wird ein „Reflexionslaser“ in das Prisma eingekoppelt und trifft auf die Unterseite der Goldschicht. Die Dicke der Goldschicht und der Einkoppelwinkel des Laserstrahls werden dabei so gewählt, daß ein Oberflächenplasmon angeregt wird. Auf diese Weise wird an der Oberseite des Prismas ein evaneszentes Lichtfeld mit einer Abklinglänge von der Größenordnung der Lichtwellenlänge erzeugt. Bei optimaler Einkopplung des Laserstrahls wird seine Energie dabei weitgehend in Wärme umgewandelt, so daß der an der Goldschicht reflektierte Strahl weit schwächer ist als der eingekoppelte. Der Reflexionslaser ist weit blau gegen die atomaren Übergangsfrequenz verstimmt, so daß ein konservatives Potential resultiert.

Ohne Dissipation ihrer Bewegungsenergie würden die Atome also einfach reflektiert und könnten nicht im Wellenleiterpotential gespeichert werden. Dieser Kühlprozeß erfolgt hier in einem optischen Pumpprozeß durch Streuung eines einzelnen Photons. Abb. 1.2 zeigt das Funktionsprinzip: Ausgehend vom metastabilen Zustand $1s_5$ wird vom evaneszenten Lichtfeld des Reflexionslasers der Übergang $1s_5 - 2p_9$ angeregt. Die Atome treten hierbei nicht in Wechselwirkung mit dem Lichtfeld des Wellenleiterlasers, der ausschließlich auf den Übergang $1s_3 - 2p_4$ wirkt.

Dem evaneszenten Lichtfeld des Reflexionslasers überlagert ist ein zweites evaneszentes Lichtfeld des „Transferlasers“, das den Übergang $1s_5 - 2p_4$ resonant anregt. Absorbieren die Atome ein Photon aus diesem Lichtfeld, werden sie in den Zustand $2p_4$ angeregt. Dieser Zustand zerfällt unter spontaner Emission eines Photons mit einer Wahrscheinlichkeit von 56% in den Zustand $1s_3$. Diejenigen Atome, die nach $1s_3$ zerfallen sind, wechselwirken mit dem Licht des Wellenleiterlasers. Die Energie der Atome im Wellenleiterpotential ergibt sich aus der Summe ihrer kinetischen Energie zum Zeitpunkt des Transfers von $1s_5$ nach $2p_4$ und ihrer potentiellen Energie im Wellenleiterpotential; sind die Atome erst einmal im Zustand $1s_3$ angelangt, resultiert aus dem Reflexionslichtfeld keinerlei potentielle Energie mehr, da es nur auf den Zustand $1s_5$ wirkt (dies gilt umgekehrt analog für das Wellenleiterlichtfeld): Ihre ursprünglich im Reflexionsfeld vorhandene potentielle Energie wird beim Transferprozeß dissipiert. Um möglichst niedrige Quantenzustände im Wellenleiterpotential zu besetzen, erfolgt der Transferprozeß deshalb idealerweise in der Nähe des klassischen Umkehrpunktes der Atome, wo ihre kinetische Energie minimal ist.

Aus diesem Grund wird die Intensität des Reflexionslasers so optimiert, daß der klassische Umkehrpunkt der Atome mit dem Minimum des Wellenleiterpotentials zusammenfällt, die Intensität des Transferlasers so, daß dort auch die Wahrscheinlichkeit für den optischen Pumpprozeß maximal wird. Falls die resultierende Energie der Atome im Wellenleiterpotential hinreichend klein ist, können sie die – bei blauer Verstimmung nur in einer Dimension – gebundenen Zustände im Wellenleiterpotential

einnehmen³.

Dieser Transfervorgang könnte nach Ref. [43] ganz analog zum optischen Pumpen eines (Photonen-) Lasers als eine Art „atomoptischer“ Pumpprozess bei der Entwicklung einer kontinuierlichen laserartigen Quelle für Atome genutzt werden [44], da bosonische Atome bevorzugt einen einzelnen der quantenmechanischen Bewegungszustände im Wellenleiterpotential bevölkern würden.

Atome im de Broglie-Wellenleiter

Aufgrund der großen Verstimmung des Wellenleiterlichtfeldes gegenüber dem Übergang $1s_3 - 2p_4$ sind mit der Streuung von Photonen aus dem Lichtfeld verbundene Aufheizeffekte und damit einhergehende Verluste gering. Trotzdem ist der Verlust von Atomen aus dem Wellenleiter zum größten Teil auf die Streuung von Photonen aus dem Wellenleiterlichtfeld zurückzuführen: Atome, die in den Zustand $2p_4$ angeregt werden, zerfallen nämlich mit einer Wahrscheinlichkeit von 42% in den atomaren Grundzustand $1s_0$ und gehen so aus dem Wellenleiter verloren. Ein weiterer potentieller Verlustkanal ist das Tunneln von Atomen durch das Wellenleiterpotential zum Prisma hin, wo sie bei Kontakt mit der Oberfläche zu fast 100% ebenfalls in den Grundzustand $1s_0$ abgeregt werden, oder, in entgegengesetzte Richtung, in andere Knotenebenen des Potentials.

Im ersten Potentialminimum vor der Oberfläche kann auch die van der Waals- bzw. Casimir-Polder-Wechselwirkung gegenüber der Dipolkraft nicht vernachlässigt werden. Im Falle roter Verstimmung ist diese so stark, daß sie eine Besetzung des ersten Potentialminimums im Abstand von $\frac{1}{4}\sqrt{2}\lambda_W$ vor der Oberfläche praktisch verhindert. Ab einem Abstand von $\frac{1}{2}\sqrt{2}\lambda_W$ ist die Dipolkraft des Wellenleiterlichtfeldes ausreichend stark; mit zunehmendem Abstand von der Oberfläche sind wegen des exponentiellen Abfalls der evaneszenten Felder jedoch immer höhere Intensitäten von Reflexions- und Transferlaser erforderlich. Bei blauer Verstimmung können die Atome den Wellenleiter schließlich auch in transversaler Richtung verlassen, falls in transversaler Richtung kein Einschluß durch ein zusätzliches Potential erfolgt.

Die Verlustrate bestimmt die Breite der Energieniveaus im Wellenleiterpotential. Das Verhältnis der Breite der Niveaus zu ihrem Abstand bestimmt die „Resonatorgüte“ des de Broglie-Wellenleiters. Der Niveauabstand liegt unter experimentellen Bedingungen um etwa eine Größenordnung über der Rückstoßenergie [13] des Wellenleiterüberganges. Bei roter Verstimmung liegt unter den Bedingungen des Experimentes die Resonatorgüte bei einer Größenordnung von 10^3 , bei blauer Verstimmung von 10^5 . Für den Grundzustand sind Speicherzeiten für die Atome im Wellenleiter von einigen ms bei roter und – transversalen Einschluß der Atome vorausgesetzt – von einigen 100 ms bei blauer Verstimmung zu erwarten. Der große Modenabstand und die hohe Resonatorgüte unterscheiden dieses Konzept von einer Reihe anderer Vorschläge für atomare Wellenleiter [45, 46, 47]

³Von diesem Transferprozess wurde bereits bei einem Experiment zu einem dreidimensionalen optischen Gitter an derselben Apparatur Gebrauch gemacht [41]; ähnliche Verfahren wurden für den Transfer von Rb in einen ebenfalls optischen [42] und in einen magnetischen planaren Wellenleiter für Atome [33] vorgeschlagen.

Kapitel 2

Theoretischer Teil

Im folgenden werden die charakteristischen Eigenschaften des im Experiment eingesetzten atomaren Mediums Ar^* vorgestellt und einige theoretische Grundlagen diskutiert. Die Diskussion beschränkt sich auf die unmittelbar für das Wellenleiterexperiment wesentlichen Teile; die Theorie zur Kühlung von Atomen mit spontanen Lichtkräften, wie sie in einem *Zeeman-Slower* oder einer magneto-optischen Falle erfolgt, wird hier nicht dargestellt¹. Eine ausführliche Abhandlung der Theorie der Wechselwirkung von Atomen mit Licht findet sich z. B. in Ref. [48].

2.1 Lichtkräfte im *Dressed Atom*-Modell

Die Reflexion der Atome am Feld der evaneszenten Welle und ihre anschließende Speicherung im Feld einer stehenden Lichtwelle erfolgen bei relativ großen Verstimmungen der Lichtfelder gegenüber der atomaren Resonanz und bei hohen Intensitäten. Zur Beschreibung solcher Verhältnisse ist das Bild der sog. „bekleideten Atome“ (*Dressed Atoms*), am besten geeignet. Das *Dressed Atom*-Modell und insbesondere seine Anwendung auf die Dipolkraft wird in [49] entwickelt. Hier werden nur die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt.

2.1.1 Bekleidete Atome (*Dressed Atoms*)

Das Verhalten eines Atoms in einem quasi resonanten starken Lichtfeld wird im *Dressed Atom*-Modell beschrieben. Dabei wird das System Atom-Lichtfeld als ein einziges quantenmechanisches System beschrieben. Vereinfachend wird ein Zwei-Niveau-Atom mit Grundzustand $|g\rangle$, angeregtem Zustand $|e\rangle$, Resonanzfrequenz ω_0 und natürlicher Linienbreite Γ angenommen. Eine eventuelle magnetische Unterstruktur findet keine Berücksichtigung. Das Lichtfeld mit der Frequenz ω_L sei um $\delta = \omega_L - \omega_0$ von der atomaren Resonanz verstimmt, $\delta \ll \omega_0, \omega_L$. Die atomare Bewegung wird semiklassisch genähert, d. h. der atomare Ortsoperator \hat{R} wird durch seinen Erwartungswert

¹Der Aufbau und die Betriebsparameter von magneto-optischer Falle und des Zeeman-Slowers, mit dem diese geladen wird, werden den in Kap. 4.1 beschrieben.

$\mathbf{r} = \langle \hat{R} \rangle$ ersetzt. Für die Gültigkeit dieses Ansatzes wird vorausgesetzt, daß die Ausdehnung des atomaren Wellenpakets Δr klein gegen die Laserwellenlänge λ ist²; weiterhin muß die Doppler-Unschärfe in der Geschwindigkeit des Atoms $k\Delta v$ ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$) hinreichend klein gegen die natürliche Linienbreite Γ sein:

$$\Delta r \ll \lambda, \quad k \Delta v \ll \Gamma. \quad (2.1)$$

Mit der Heisenbergschen Unschärferelation folgt aus Gl. 2.1 die Bedingung

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m} \ll \hbar \Gamma. \quad (2.2)$$

Diese Bedingung ist für alle hier vorkommenden atomaren Übergänge erfüllt.

Das System Atom-Lichtfeld wird mittels eines einzigen Hamiltonoperators \hat{H} beschrieben, der sich aus einem atomaren Anteil \hat{H}_A , einem Strahlungsanteil \hat{H}_L und der Atom-Licht-Wechselwirkung H_{AL} zusammensetzt:

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

Mit den Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren b^\dagger und b ergibt sich die Summe \hat{H}_A der kinetischen und Anregungsenergie des Atoms als

$$\hat{H}_A = \frac{\hat{P}^2}{2m} + \hbar \omega_0 b^\dagger b, \quad b = |g\rangle \langle e|, \quad b^\dagger = |e\rangle \langle g|.$$

Für die Beschreibung eines am Ort \mathbf{r} lokalisierten Atoms wird der Term $\frac{1}{2m} \hat{P}^2$ der kinetischen Energie des Atoms klassisch behandelt. \hat{H}_L ist der Hamiltonoperator des freien Strahlungsfeldes; für einen einzelnen Mode des Lichtfeldes ist

$$\hat{H}_L = \hbar \omega_L a_L^\dagger a_L,$$

wobei a_L^\dagger und a_L der Vernichtungs- bzw. Erzeugungsoperator eines Photons in den Lasermode L sind. Die Atom-Licht-Wechselwirkung läßt sich in der Dipol- und Säkular-Näherung (*Rotating Wave Approximation*) schreiben als

$$\hat{H}_{AL} = -\hat{d} \cdot [\mathcal{E}_L b^\dagger a_L + \mathcal{E}_L^* b a_L^\dagger], \quad (2.4)$$

wobei $\hat{d} = d(b^\dagger + b)$ der elektrische Dipoloperator ist und $\hat{E}_L = \mathcal{E}_L a_L + \mathcal{E}_L^* a_L^\dagger$ das elektrische Feld des Lasermoden. Der Hamiltonoperator im *Dressed Atom*-Bild lautet mit den obigen Näherungen dann

$$\hat{H}(\mathbf{r}) = \hbar (\omega_L - \delta) b^\dagger b + \hbar \omega_L a_L^\dagger a_L - d \cdot [\mathcal{E}_L(\mathbf{r}) b^\dagger a_L + \mathcal{E}_L(\mathbf{r})^* b a_L^\dagger]. \quad (2.5)$$

($\mathcal{E}_L(r)$ und damit auch $\hat{H}(r)$ sind ortsabhängig.) Bewegt sich das Atom mit einer Geschwindigkeit \mathbf{v} gegenüber dem Lichtfeld mit dem Wellenvektor \mathbf{k} , muß die Dopplerverschiebung gemäß

$$\delta = \omega_L - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - \omega_0 \quad (2.6)$$

²Diese Bedingung ist i. allg. nicht mehr erfüllt für Atome, die im Potential einer stehenden Welle lokalisiert sind; dort kann die Ausdehnung des atomaren Wellenpakets den Betrag der Lichtwellenlänge erreichen. Solange aber 2.2 erfüllt ist, stimmen die aus der semiklassischen Theorie erhaltenen Werte für die Kräfte und Diffusionskoeffizienten mit denen eines quantenmechanischen Ansatzes überein.

berücksichtigt werden. Die Eigenvektoren von \hat{H} sind

$$\begin{aligned} |1, n; \mathbf{r}\rangle &= \cos(\theta(\mathbf{r})) |e, n\rangle + \sin(\theta(\mathbf{r})) |g, n+1\rangle \quad \text{und} \\ |2, n; \mathbf{r}\rangle &= -\sin(\theta(\mathbf{r})) |e, n\rangle + \cos(\theta(\mathbf{r})) |g, n+1\rangle \end{aligned} \quad (2.7)$$

zu den Energieeigenwerten

$$\begin{aligned} E_{1n} &= (n+1)\hbar\omega_L - \frac{\hbar\delta}{2} + \frac{\hbar\Omega(\mathbf{r})}{2} \quad \text{und} \\ E_{2n} &= (n+1)\hbar\omega_L - \frac{\hbar\delta}{2} - \frac{\hbar\Omega(\mathbf{r})}{2}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Dabei entsprechen die Eigenvektoren von $\hat{H}_A + \hat{H}_L$, $|g, n+1\rangle$ und $|e, n\rangle$, dem atomaren Grundzustand $|g\rangle$ mit $n+1$ Photonen im Lichtfeld bzw. dem angeregten Zustand $|e\rangle$

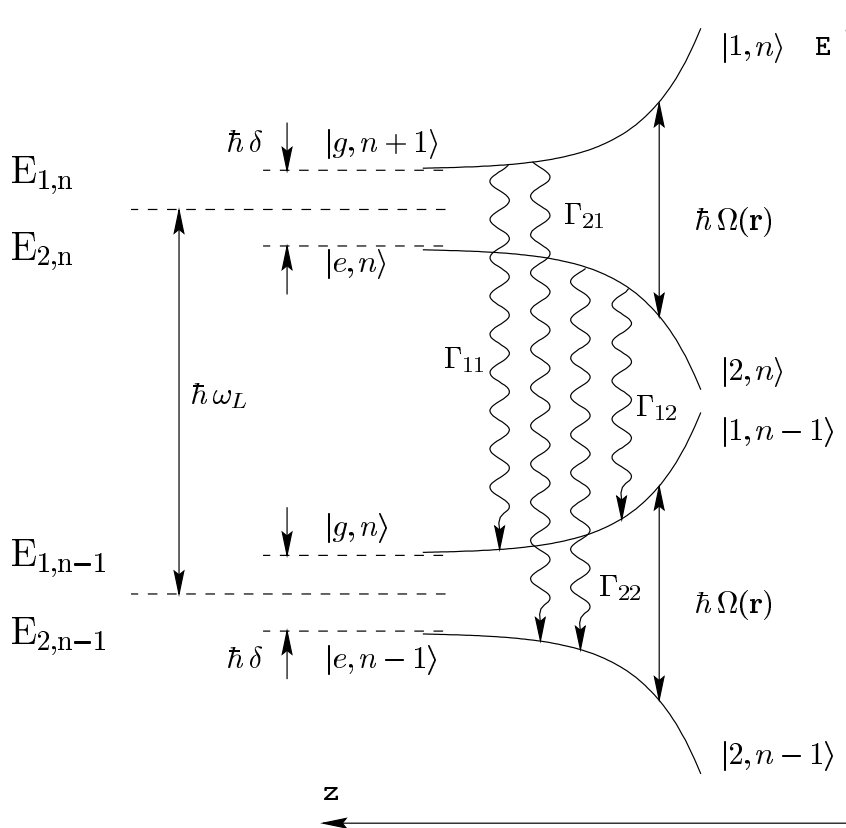


Abbildung 2.1: Dressed States: Energieeigenwerte $E_{1,n}$ und $E_{2,n}$ eines Zwei-Niveau-Atoms in einem Lichtfeld mit dem Intensitätsverlauf einer evaneszenten Welle: $\omega_1(\mathbf{r}) \propto e^{-z}$. ($\omega_1(\mathbf{r})$ bezeichnet die resonante, $\Omega(\mathbf{r})$ die effektive Rabi-Frequenz.) Im Dressed Atom-Modell wird das System Atom-Lichtfeld mittels eines einzigen Hamiltonoperators beschrieben. Durch die Kopplung des Atoms mit dem Lichtfeld werden hierbei die „unbekleideten“ Zustände (Bare States) $|g, n+1\rangle$ und $|e, n\rangle$ in die „bekleideten“ Zustände (Dressed States) $|1, n\rangle$ und $|2, n-1\rangle$ überführt. Weiter sind die zwischen den Mannigfaltigkeiten möglichen spontanen Übergänge mit Übergangsraten Γ_{ji} eingetragen.

mit n Photonen im Lichtfeld. Bei langsamem – adiabatischem – Anwachsen der Kopplungsstärke (bzw. einer entsprechenden Veränderung der Position des Atoms) wird der Zustand $|g\rangle$ stetig in den Zustand $|1, n; \mathbf{r}\rangle$ übergeführt. Die Kopplungsstärke des Atoms an das Lichtfeld wird durch die effektive Rabifrequenz $\Omega(\mathbf{r})$ ausgedrückt:

$$\begin{aligned}\Omega(\mathbf{r}) &= \sqrt{\omega_1^2(\mathbf{r}) + \delta^2}, \\ \omega_1(\mathbf{r}) &= 2\sqrt{n+1} \frac{d \cdot \mathcal{E}_L(\mathbf{r})}{\hbar}, \quad \tan(2\theta) = -\frac{\omega_1(\mathbf{r})}{\delta}.\end{aligned}\quad (2.9)$$

Die „resonante“ Rabifrequenz $\omega_1(\mathbf{r})$ beschreibt die Kopplungsstärke zwischen Atom und resonantem Lichtfeld. Abb. 2.1 gibt den Verlauf der Energieeigenwerte nach Gl. 2.8 im Lichtfeld einer evaneszenten Welle wieder.

Für den Fall eines ruhenden Atoms im Gleichgewichtszustand (*Steady State*) und unter der Voraussetzung einer großen Laserverstimmung³, d. h. $|\delta| \gg \omega_1$ und $|\delta| \gg \Gamma$, erfahren die Zustände $|1, n; \mathbf{r}\rangle$ und $|2, n; \mathbf{r}\rangle$ eine Energieverschiebung im Lichtfeld. Diese führt zu einer konservativen Dipolkraft, die mittels eines Potentialansatzes ausgedrückt werden kann:

$$\mathbf{f}_{\text{dip}} = -\hbar \delta \frac{\omega_1(\mathbf{r}) \nabla \omega_1(\mathbf{r})}{\omega_1^2(\mathbf{r}) + 2\delta^2} = -\nabla V_{\text{dip}}, \quad (2.10)$$

$$V_{\text{dip}} = \left[\frac{\hbar \delta}{2} \log \left(1 + \frac{\omega_1^2(\mathbf{r})}{2\delta^2} \right) \right]. \quad (2.11)$$

Für ein bewegtes Atom bleibt obiger Ansatz gültig, falls keine nichtadiabatischen Übergänge stattfinden, d. h. falls

$$\frac{1}{\Omega(\mathbf{r})} \left| \frac{d\Omega(\mathbf{r})}{dt} \right| \ll \Omega(\mathbf{r}) \quad \text{bzw.} \quad \frac{\omega_1(\mathbf{r}) \dot{\omega}_1(\mathbf{r})}{(\omega_1(\mathbf{r})^2 + \delta^2)^{\frac{3}{2}}} \ll 1. \quad (2.12)$$

Unter den Voraussetzungen von 2.12 lassen sich für große Photonenzahlen n in der Lasermode die Rabifrequenz ω_1 und das Dipolpotential V_{dip} durch die Laserintensität $I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c \mathcal{E}_L^2$ und die Sättigungsintensität

$$I_S = \frac{2\pi^2 \hbar c \Gamma}{3\lambda^3} \quad (2.13)$$

ausdrücken als

$$\omega_1(\mathbf{r}) = C_{\text{eff}} \Gamma \sqrt{\frac{I}{2I_S}} \quad \text{und} \quad V_{\text{dip}} = C_{\text{eff}}^2 \frac{\hbar \Gamma^2}{8\delta} \frac{I}{I_S}. \quad (2.14)$$

Das aufgrund des dynamischen Stark-Effektes zustandekommende Potential V_{dip} wird auch als „Lichtverschiebung“ (*Light Shift*) bezeichnet. Falls die beteiligten atomaren Zustände eine magnetische Unterstruktur aufweisen, läßt sich die Stärke der Kopplung beider Zustände durch das Lichtfeld mittels eines sog. „effektiven“ Clebsch-Gordan-Koeffizienten ausdrücken (vgl. hierzu Abschn. 2.2). Bei positivem δ , d. h. blauer Verstimmung des Lichtfeldes, wird der Zustand $|1, n; \mathbf{r}\rangle$ von Orten zunehmender Lichtintensität abgestoßen (*Low Field Seeker*), der Zustand $|2, n; \mathbf{r}\rangle$ angezogen (*High Field Seeker*), bei negativem δ , d. h. roter Verstimmung liegen umgekehrte Verhältnisse vor.

³Ein Mehr-Niveau-Atom muß sich außerdem im Gleichgewichtszustand bzgl. optischem Pumpen befinden.

2.1.2 Spontane Emission

Die Zustände $|1, n; \mathbf{r}\rangle$ und $|2, n; \mathbf{r}\rangle$ sind für $\theta \neq 0$, also endliche Lichtintensitäten, Superpositionen von $|e\rangle$ und $|g\rangle$ (vgl. Gl. 2.7). Der Anteil von $\cos\theta |e\rangle$ bzw. $\sin\theta |e\rangle$ zu $|1, n; \mathbf{r}\rangle$ bzw. $|2, n; \mathbf{r}\rangle$ führt dazu, daß sowohl $|1, n; \mathbf{r}\rangle$ als auch $|2, n; \mathbf{r}\rangle$ spontan ein Photon emittieren können. Die Übergangsraten Γ_{ji} von $|i, n; \mathbf{r}\rangle$ nach $|j, n-1; \mathbf{r}\rangle$,

$$\Gamma_{ji} = \Gamma |\langle j, n-1; \mathbf{r}|g\rangle \langle e|i, n; \mathbf{r}\rangle|^2, \quad (2.15)$$

lauten als Funktion von $\theta(r)$ (Gl. 2.9):

$$\begin{aligned} \Gamma_{21} &= \Gamma \cos^4 \theta(r), \\ \Gamma_{12} &= \Gamma \sin^4 \theta(r) \quad \text{und} \\ \Gamma_{11} &= \Gamma_{22} = \Gamma \sin^2 \theta(r) \cos^2 \theta(r). \end{aligned} \quad (2.16)$$

Für große Verstimmungen, $\delta \gg \omega_1$, $\delta \gg \Gamma$ streben die Γ_{ij} gegen die Grenzwerte

$$\begin{aligned} \Gamma_{21} &\xrightarrow{\frac{\omega_1}{\delta} \rightarrow 0} \frac{\Gamma}{16} \left(\frac{\omega_1^2(r)}{\delta^2} \right)^2, \\ \Gamma_{12} &\xrightarrow{\frac{\omega_1}{\delta} \rightarrow 0} \Gamma \quad \text{und} \\ \Gamma_{11} = \Gamma_{22} &\xrightarrow{\frac{\omega_1}{\delta} \rightarrow 0} \frac{\Gamma}{4} \left(\omega_1^2(r)/\delta^2 \right). \end{aligned} \quad (2.17)$$

Das Auftreten von spontanen Emissionen bedeutet eine Störung in der Beschreibung der Dynamik des Atoms durch das Potential V_{dip} (Gl. 2.14): Übergänge von den Zuständen $|1, n; \mathbf{r}\rangle$ nach $|1, n-1; \mathbf{r}\rangle$ bewirken, da $n \gg 1$ ist, keine Änderung des Potentials und führen deshalb nur zu einer Impulsänderung des Atoms um den Betrag eines Photon-Rückstoßes (Gl. 2.2), was in der Regel vernachlässigt werden kann. Für große Verstimmungen δ erfolgen diese Übergänge mit der Rate Γ_{11} . Unter den Voraussetzungen von Gl. 2.14 läßt sich auch $\Gamma_{\text{sc}} = \Gamma_{11}$ durch I und I_S ausdrücken:

$$\Gamma_{\text{sc}} = C_{\text{eff}}^2 \frac{I}{I_S} \frac{\Gamma^3}{8 \Delta^2}. \quad (2.18)$$

Übergänge von den Zuständen $|1, n; \mathbf{r}\rangle$ nach $|2, n-1; \mathbf{r}\rangle$ dagegen führen zu einer Vorzeichenänderung des Potentials V_{dip} , d. h. von einem attraktiven Potential zu einem repulsiven oder umgekehrt; die Übergangsraten sind hier Γ_{21} . Dieser Prozeß kann zu einer starken Zunahme der Energie des Atoms führen, abhängig von der Verweildauer $\tau = 1/\Gamma_{12}$ des Atoms im Zustand $|2, n-1; \mathbf{r}\rangle$. Im Reflexionsprozeß nimmt die kinetische Energie um wenigstens eine Größenordnung zu und führt so zu einem Verlust des Atoms; im Potential der stehenden Welle führt der Prozeß zu einer starken Aufheizung der gespeicherten Atome. In beiden Fällen ist also eine möglichst hohe Verstimmung δ anzustreben, um Γ_{21} zu minimieren. Wenn V_{dip} dabei unverändert bleiben soll, muß nach Gl. 2.14 die Intensität I linear mit δ erhöht werden.

2.2 Metastabiles Argon

2.2.1 Niveauschema

Der Argon-Grundzustand weist eine abgeschlossene Edelgasschale mit der Elektronenkonfiguration $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$, kurz $3p^6$, auf. Die Anregung eines Elektrons aus der abgeschlossenen $3p$ -Schale in einen Zustand $3p^5(n_{el})$ erfordert eine Energie von 12 eV. Das Leuchtelektron befindet sich hier weit vom Atomrumpf entfernt, weshalb die elektromagnetische Wechselwirkung des Leuchtelektrons mit den Rumpfelektronen im Vergleich zur Spin-Bahn-Wechselwirkung mit dem Atomrumpf schwach ist.

Dieser Fall wird durch die sog. Racah- oder jl -Kopplung beschrieben [50], die typisch für die mittelschweren Edelgase ist. In dieser Näherung lassen sich die atomaren Niveaus durch die Quantenzahlen $n_e SLjl[K]J$ beschreiben. Der Bahndrehimpuls L und der Spin S der Rumpfelektronen koppeln zum Drehimpuls j , der Beträge von $j = \frac{1}{2}$ und $j = \frac{3}{2}$ annehmen kann. Das Termschema ist also in zwei Hälften geteilt, die dem Singulett- bzw. Triplettzustand bei der LS -Kopplung entsprechen. Der Drehimpuls j und der Bahndrehimpuls l des Leuchtelektrons koppeln zum Drehimpuls K , der mit dem Spin s des Leuchtelektrons schließlich zum Gesamtdrehimpuls J koppelt. Diese Näherung ist nur für den Fall gültig, daß der Abstand zwischen den Niveaus $jlKJ = K \pm \frac{1}{2}$ klein ist gegen den Abstand der verschiedenen K -Niveaus. Dieser Fall ist bei Ar gegeben, da dort die Spin-Bahn-Wechselwirkung des Leuchtelektrons und gleichzeitig die Austauschsterme der elektrostatischen Wechselwirkung hinreichend klein sind. In der Racah-Notation $^{2s+1}L_j n_{el}[K]_j$ werden alle für die Beschreibung eines Zustandes notwendigen Quantenzahlen wiedergegeben. Der Kürze wegen wird hier jedoch die Paschen-Notation $n_e l_q(J)$ verwendet, in der nur die für Dipolübergänge relevanten Quantenzahlen vorkommen; q ist eine Indexvariable, die die Terme innerhalb einer Mannigfaltigkeit nach abnehmender Energie ordnet⁴.

Für eine optische Anregung und effektive Laserkühlung von Argon vom Grundzustand aus wäre kontinuierliche Laserstrahlung im VUV-Wellenlängenbereich um $0.1 \mu\text{m}$ erforderlich, die beim derzeitigen Stand der Technologie noch nicht realisierbar ist. Von den ersten Anregungszuständen sind die beiden Zustände $1s_5(J=2)$ und $1s_3(J=0)$ in der $4s$ -Mannigfaltigkeit jedoch metastabil, da der Übergang in den Grundzustand $1s_0$ Dipol-verboden ist; die Lebensdauer des Zustandes $1s_5$ wurde experimentell in einer magneto-optischen Falle zu 38^{+8}_{-5} s ermittelt [51]. Aufgrund theoretischer Untersuchungen sollte die Lebensdauer des Zustandes $1s_3$ einige Sekunden unterhalb davon liegen [52]; eine experimentelle Verifikation steht hier noch aus. Beide Zustände lassen sich in Gasentladungsquellen erzeugen; ausgehend von ihnen existieren Übergänge in die $4p$ -Mannigfaltigkeit, die im nahen Infrarot bei Wellenlängen von $0.7 \dots 0.9 \mu\text{m}$ liegen. Für diesen Wellenlängenbereich stehen für eine kontinuierliche Anregung leistungsfähige Festkörper- und Diodenlaser zur Verfügung.

Abb. 2.2 zeigt einen Ausschnitt des Termschemas von Argon mit den relevanten Niveaus und den optischen Übergängen. Die Experimente zum Wellenleiter basieren auf den beiden metastabilen Niveaus $1s_5$ und $1s_3$. Im Wellenleiterexperiment sind folgende Übergänge von Bedeutung⁵:

⁴Der atomare Grundzustand wird in dieser Notation mit $1s_0$ bezeichnet.

⁵Alle Wellenlängenangaben beziehen sich auf Vakuum-Wellenlängen, die aus Ref. [53] abgeleitet wur-

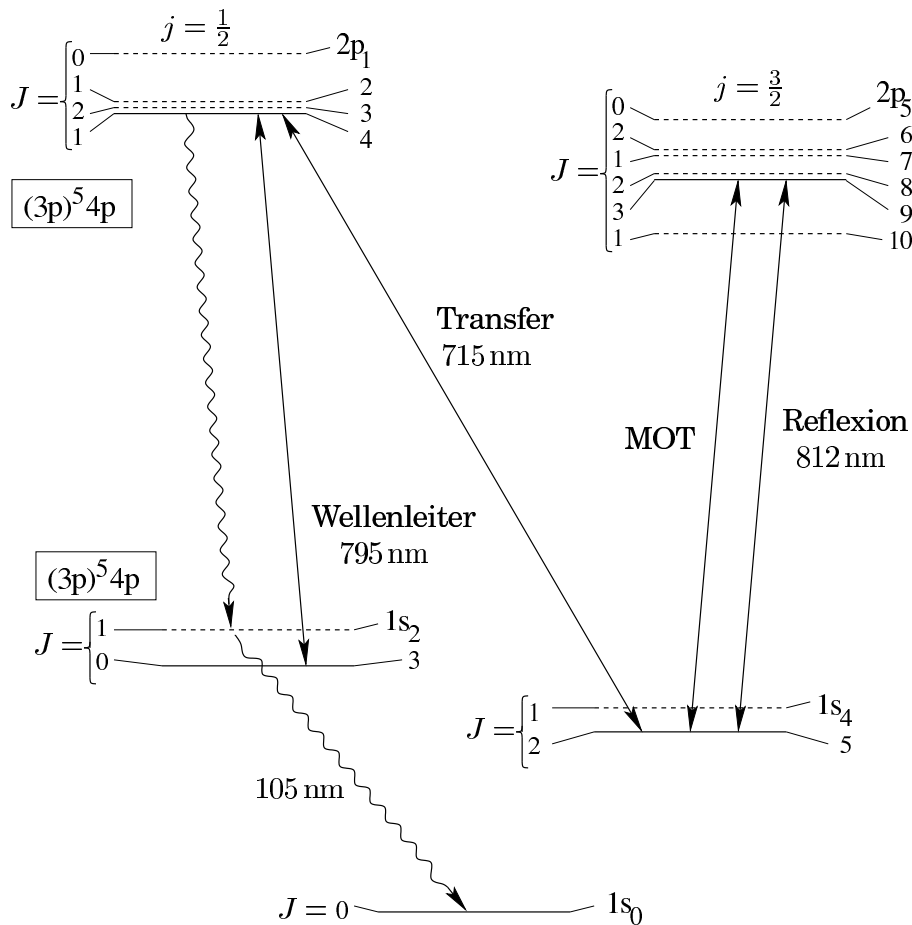


Abbildung 2.2: Ausschnitt aus dem Niveau-Schema von Ar^* mit den Energieniveaus der 4s- und der 4p-Mannigfaltigkeit und dem Grundzustand $1s_0$. (Die Darstellung der Niveau-Abstände innerhalb der 4s- und 4p-Mannigfaltigkeit erfolgt annähernd maßstabsgetreu.) Das Schema ist in zwei Hälften mit $j = \frac{1}{2}$ und $j = \frac{3}{2}$ geteilt; diese koppeln untereinander nur schwach. Die beiden Zustände $1s_5$ und $1s_3$ aus der 4s-Mannigfaltigkeit sind metastabil; die von ihnen aus möglichen Dipol-Übergänge in die 4p-Mannigfaltigkeit liegen alle im Wellenlängenbereich zwischen 697 nm und 1047 nm. Sie bilden die Basis für die Speicherung der Atome in MOT bzw. Wellenleiter.

- **Der Übergang $1s_5 - 2p_9$:** Der Zustand $2p_9$ kann – Dipol-erlaubt – ausschließlich in den Zustand $1s_5$ zerfallen. Damit ist der Übergang $1s_5 - 2p_9$ quasi geschlossen und erlaubt somit die Anwendung von Verfahren zur Laserkühlung, die wiederholte Anregungszyklen erfordern. Die Übergangswellenlänge beträgt $\lambda_R = 811.754$ nm, der Einstein-A-Koeffizient ist $A_R = 33.1 \cdot 10^6 \frac{1}{s}$. Dieser Übergang wird angeregt beim Abbremsen der Atome im Zeeman-Slower und beim Speichern und Kühlen der Atome in einer magneto-optischen Falle. Ferner wird dieser Übergang weit verstimmt angeregt, wenn die Atome in einem evaneszen-

den. Die angegebenen Übergangswahrscheinlichkeiten stammen aus Ref. [54], falls keine andere Quelle angegeben ist.

ten Feld vor dem Prisma reflektiert werden sollen.

- **Der Übergang $1s_5 - 2p_4$:** Bei der jl -Kopplung sind die Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den beiden Diagrammhälften mit $j = \frac{3}{2}$ und $j = \frac{1}{2}$ klein: So beträgt der Einstein-A-Koeffizient für eine Anregung aus dem Zustand $1s_5$ in den Zustand $2p_4$ bei einer Wellenlänge von 714.898 nm nur $A_T = 0.625 \cdot 10^6 \frac{1}{s}$. Durch Anregung dieses Überganges erfolgt ein Transfer der Atome aus dem Zustand $1s_5$, in dem sie sich in der magneto-optischen Falle und beim Abbremsvorgang befinden, in den Zustand $1s_3$, in dem sie im Wellenleiterpotential gespeichert werden.
- **Der Übergang $1s_3 - 2p_4$:** Vom Zustand $1s_3$ ist ein Dipolübergang nach $2p_4$ mit einer Wellenlänge von 795.034 nm und einem Einstein-A-Koeffizienten von $A_W = 18.6 \cdot 10^6 \frac{1}{s}$ erlaubt. Dieser Übergang ist jedoch nicht geschlossen, da der Zustand $2p_4$ nur mit einer Wahrscheinlichkeit von 56% wieder zurück nach $1s_3$ zerfällt; mit einer Wahrscheinlichkeit von 42% zerfällt er in den Zustand $1s_2$, der mit einer mittleren Lebensdauer von nur 2 ns [53] in den Grundzustand zerfällt, und mit einer Wahrscheinlichkeit von 2% in den Zustand $1s_5$. Die mittlere Lebensdauer des $2p_4$ -Niveaus beträgt 30 ns, was einer Linienbreite von $\Gamma_W = 33.1 \cdot 10^6 \frac{1}{s}$ entspricht. Das Wellenleiterpotential wird durch weit verstimzte Anregung dieses Überganges erzeugt.

Für den Transferprozeß von $1s_5$ nach $1s_3$ kämen auch noch andere Kombinationen von Übergängen in Frage, wobei die nötigen Wellenlängen für den optischen Pumpprozeß ebenfalls im Roten bzw. Infraroten lägen, z. B. die Kombinationen $1s_5 - 2p_2 - 1s_3$, $1s_5 - 2p_7 - 1s_3$ oder $1s_5 - 2p_{10} - 1s_3$. Die für den optischen Pumpprozeß gewählte Kombination über $2p_4$ zeichnet sich vor allen anderen durch die höchste Transfereffizienz aus.

2.2.2 Magnetische Unterstruktur

Die magnetische Unterstruktur der atomaren Niveaus ist bei der optischen Anregung von Atomen von entscheidender Bedeutung, insbesondere wenn spontane Streuprozesse stattfinden, wie beim Abbremsen der Atome im Zeeman-Slower und beim Kühlen in der magneto-optischen Falle und optischen Melasse. Für die Theorie hierfür sei auf Ref. [55, 12] und Referenzen darin verwiesen. Auch bei der Bestimmung der Effizienz des Transferprozesses der Atome in das Wellenleiterpotential und der Stärke des Dipolpotentials von Reflexionsfeld und Wellenleiter muß die magnetische Unterstruktur der beteiligten Niveaus berücksichtigt werden. Während die Kopplungsstärke der atomaren Niveaus in der Theorie des Zwei-Niveau-Systems nur eine Funktion der elektrischen Feldstärke des Lichtfeldes ist, hängt sie bei Übergängen bei Mehr-Niveau-Systemen auch von dem magnetischen Unterzustand, in dem sich das Atom gerade befindet, und der Polarisierung des Lichtfeldes ab. Die mittlere Kopplungsstärke des Überganges ergibt sich aus der entsprechend der Besetzungswahrscheinlichkeit der einzelnen Unterzustände gewichteten Summe der Anregungswahrscheinlichkeiten bei gegebener Feldstärke und Polarisierung des Lichtfeldes. Die Kopplungsstärken der Lichtfelder an die atomaren Übergänge sind hier für die Stärke des Reflexions- und des Wellenleiterpotentials sowie für die Effizienz des Transfer-Prozeß von wesentlicher Bedeutung:

- Beim Reflexionsübergang $1s_5 - 2p_9$ liegt ein $J = 2 \rightarrow J = 3$ Übergang mit der in Abb. 2.3 gezeigten magnetischen Unterstruktur und den zugehörigen Clebsch-Gordan-Koeffizienten vor. Das Lichtfeld des Reflexionslasers ist p -polarisiert, d. h. der Polarisationsvektor liegt in der Einfallsebene des Lichtstrahls. Das evaneszente Lichtfeld kann ebenfalls als p -polarisiert angenommen werden.
- Beim Transferprozeß verhindert zwar die statistische Natur der am optischen Pumpprozeß beteiligten spontanen Emission eines Photons beim Übergang von $2p_4$ nach $1s_3$ eine deterministische Beschreibung. Es läßt sich jedoch eine Rategleichung für den Transferprozeß entwickeln (s. Abschn. 4.3), falls die Kopplungsstärke der Niveaus $1s_5$ und $2p_4$ und damit die Anregungswahrscheinlichkeit für den Zustand $2p_4$ durch den Transferlaser von $1s_5$ aus bekannt ist. Eine Besonderheit stellen hier die beiden magnetischen Unterzustände mit $m_J = \pm 2$ dar (vgl. Abb. 2.4): Diese koppeln nicht mit π -polarisiertem Licht (vgl. Abb. 2.4) und könnten nur von einem σ -polarisierten Anteil des Lichtfeldes angeregt werden.
- Beim Wellenleiterübergang liegt ein $J = 0 \rightarrow J = 1$ Übergang vor. Hier sind alle Clebsch-Gordan-Koeffizienten gleich 1, d. h. das Dipolpotential des Lichtfeldes hängt nur von der lokalen Intensität, nicht jedoch dem Polarisationszustand ab.

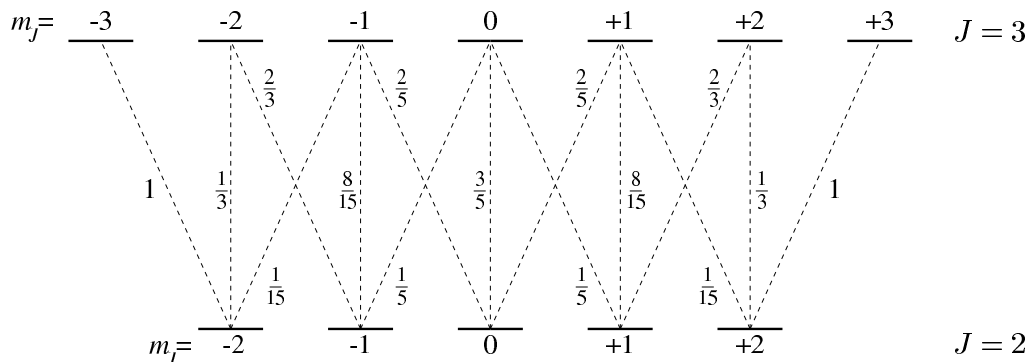


Abbildung 2.3: Quadrate der Clebsch-Gordan-Koeffizienten für einen Übergang $J = 2 \rightarrow J = 3$. Diese Situation ist beim Übergang $1s_5 - 2p_9$ gegeben. (nach Ref. [56]).

Die Angabe einer Besetzungswahrscheinlichkeit für die magnetischen Unterzustände bei der Reflexion und beim Transfer der Atome gestaltet sich schwierig, da der Zustand der Atome bei der Freisetzung aus der magneto-optischen Falle nicht bekannt ist. Abgesehen von einigen gestreuten Photonen aus dem Streulichtkegel und dem evaneszenten Feld des Oberflächenplasmons findet anschließend keine Umverteilungsprozesse zwischen den verschiedenen Unterzuständen mehr statt, die zu einer Gleichgewichtsverteilung führen könnten. Dies schränkt auch die Möglichkeiten einer Quanten-Monte-Carlo-Simulation stark ein.

Hier wird deshalb die – stark vereinfachende – Annahme gemacht, daß alle magnetischen Unterzustände sowohl bei der Reflexion als auch beim Transfer der Atome gleich besetzt sind. Bei bekannter Besetzung kann die Kopplungsstärke von Reflexions- und Transfer-Lichtfeldes an das Atom durch einen durch einen sog. „effektiven“

Clebsch-Gordan-Koeffizienten [57] ausgedrückt werden, der sich aus der mit den Besetzungszahlen der Unterzustände gewichteten Summe der zum Polarisationszustand des Lichtfeldes gehörenden Clebsch-Gordan-Koeffizienten ergibt.

Für die Kopplung des Reflexions- und des Transfer-Lichtfeldes an die jeweiligen Übergänge $1s_5 - 2p_9$ ergibt sich der effektive Clebsch-Gordan-Koeffizienten $C_{\text{eff R}} = 0.68$. Die Kopplungsstärke des Lichtfeldes an den Übergang ist proportional dem Quadrat des Clebsch-Gordan-Koeffizienten, $C_{\text{eff R}}^2 = 0.47$.

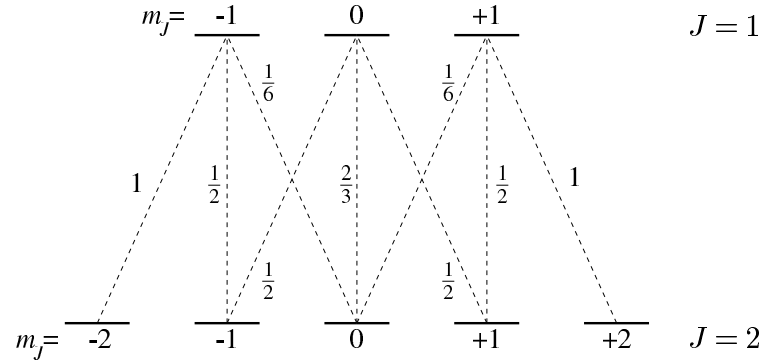


Abbildung 2.4: Quadrate der Clebsch-Gordan-Koeffizienten für einen Übergang $J = 2 \rightarrow J = 1$. Diese Situation ist beim Übergang $1s_5 - 2p_4$ gegeben. (nach Ref. [56]).

Die magnetische Unterstruktur mit den Übergängen zugeordneten Clebsch-Gordan-Koeffizienten des Transferüberganges $1s_5 - 2p_4$ zeigt Abb. 2.4. Beim Transferprozeß wird nur ein einzelnes Photon absorbiert, so daß keine Umverteilung der Besetzung des Zustandes $1s_5$ mehr erfolgt. Unter der Annahme, daß sich lokal auch die Quantisierungsachse nicht ändert, wird beim Transferprozeß ebenfalls eine Gleichverteilung der Besetzung der magnetischen Unterzustände angenommen. Für den effektiven Clebsch-Gordan-Koeffizient für π -polarisiertes Licht erhält man auf diese Weise $C_{\text{eff T}} = 0.58$ und $C_{\text{eff T}}^2 = 0.33$.

Im Falle einer Gleichverteilung der Besetzung der magnetischen Unterzustände hängen die Clebsch-Gordan-Koeffizienten nicht vom Polarisationszustand der jeweiligen Lichtfelder ab. Diese Situation würde sich im Falle optischen Pumpens in eine andere Besetzungsverteilung ändern; so würde beim Transferprozeß eine Besetzung der beiden magnetischen Unterzustände mit $m_F = \pm 2$ dazu führen, daß sich für ein π -polarisiertes Lichtfeld $C_{\text{eff T}} = 0$ und für das jeweilige σ -polarisierte Lichtfeld $C_{\text{eff T}} = 1$ ergeben würde.

Somit stellt das Konzept der effektiven Clebsch-Gordan-Koeffizienten nur eine stark vereinfachte Annäherung an die tatsächlichen Verhältnisse dar, das auch die statistische Natur der Streuprozesse nicht berücksichtigt und nur Aussagen über die Mittelwerte der betrachteten Parameter liefern kann. In Ref. [58] wurde aus einer Quanten-Monte-Carlo-Simulation des Reflexionsprozesses ein Wert von $C_{\text{eff R}}^2 = 0.48$ ermittelt, was nur geringfügig von dem hier angegebenen abweicht. Für eine Bestimmung von $C_{\text{eff T}}$ müßte die Besetzungsverteilung der magnetischen Unterzustände von $1s_5$ beim Transfer experimentell oder in einem Modell, das die Situation beim Freisetzen der

Atome aus der magneto-optischen Falle und beim Reflexionsprozeß berücksichtigt, abgeleitet werden.

Kapitel 3

Technischer Teil

Dieses Kapitel widmet sich den technologischen Grundlagen des Experimentes. Abschn. 3.1 gibt einen Überblick über das Lasersystem für die Anregung aller beteiligten atomaren Übergänge. In Abschn. 3.2 wird kurz die Atomstrahlapparatur ISABEL (**I**ntense **S**low **A**tomic **B**eam **E**xperiments with **L**asers), an der die Experimente durchgeführt wurden, vorgestellt. Abschn. 3.3 behandelt die Grundlagen der Erzeugung der evaneszenten Lichtfelder zum Abbremsen und optischen Pumpen der Atome und die Methoden zu ihrer Charakterisierung. In Abschn. 3.4 wird das Detektorsystem für den orts- und zeitaufgelösten Nachweis der Atome beschrieben.

3.1 Lasersystem

Der Aufbau des Lasersystems für die Anregung der diversen atomaren Übergänge entspricht im wesentlichen dem Aufbau beim Experiment zum optischen Gitter; für eine ausführliche Beschreibung des Lasersystems sei auf die ausführliche Darstellung in Ref. [59] verwiesen. Im folgenden werden nur die für das Wellenleiterexperiment wesentlichen Eigenschaften des Systems präsentiert.

Das Abbremsen der Ar^* -Atome in einem *Zeeman-Slower* sowie Einfang und Kühlung der Atome in einer magneto-optischen Falle erfolgt über Anregung des Überganges $1s_5 - 2p_9$. Daneben werden die Atome am Prisma im Zustand $1s_5$ am optischen Dipolpotential eines weit blau verstimmtten evaneszenten Lichtfeldes reflektiert. Alle Lichtfelder, die den Übergang $1s_5 - 2p_9$ betreffen, werden von Diodenlasern generiert. Das Lichtfeld des Wellenleiterpotentials wirkt auf den Übergang $1s_3 - 2p_4$ und erfordert eine hohe Dauerstrich-Laserleistung, die derzeit von Diodenlasern noch nicht erreicht wird und einen Ti:Saphir- oder Farbstoff-Laser erfordert. Zum optischen Pumpen der Atome von $1s_5$ nach $1s_3$ für den Transfer in das Wellenleiterpotential wird der Übergang $1s_5 - 2p_4$ mit einer auf die Temperatur von flüssigem Stickstoff gekühlten Laserdiode angeregt.

3.1.1 Laser für den Kühl- und Reflexionsübergang

Referenz für alle anderen Laser zur Anregung der Übergänge $1s_5 - 2p_9$ und $1s_5 - 2p_4$ ist ein Diodenlaser mit einer Laserdiode vom Typ Sharp LTO 16 MDO, der über Rückkopplung von einem externen Gitter in Littrow-Anordnung stabilisiert wird (*External Grating Cavity Diode Laser*, kurz: EGCL). Der Aufbau des Systems folgt dem Design von Ref. [60, 61] und ist in Ref. [62] beschrieben. Die Laserwellenlänge läßt sich über eine aktive Strom- und Temperaturstabilisierung variieren; die Feinverstellung der Laserfrequenz erfolgt über die Verkippung des Littrow-Gitters.

Mittels dopplerfreier Sättigungsspektroskopie läßt sich der EGCL mit einer Linienbreite von der Größenordnung der natürlichen Linienbreite auf den atomaren Übergang $1s_5 - 2p_9$ stabilisieren: Ein Teilstrahl des Lasers wird in doppeltem Durchgang durch einen akusto-optischen Modulator (AOM) um -190 MHz frequenzverschoben; zusätzlich wird dessen Frequenz noch mit 5 kHz um einen Betrag von ca. 2 MHz moduliert. Mit diesem Strahl wird dopplerfreie Sättigungsspektroskopie an einer Ar-RF-Gasentladung betrieben (für einen Überblick über Spektroskopiemethoden s. Ref. [63]). Das Spektroskopiesignal wird mit dem 5 kHz-Modulationssignal nach dem *Lock-In*-Verfahren gemischt und kann dann über einen PI-Regler und Hochspannungsverstärker direkt auf den Piezo zur Verkippung des Littrow-Gitters gegeben werden, was die negative Rückkopplungsschleife schließt.

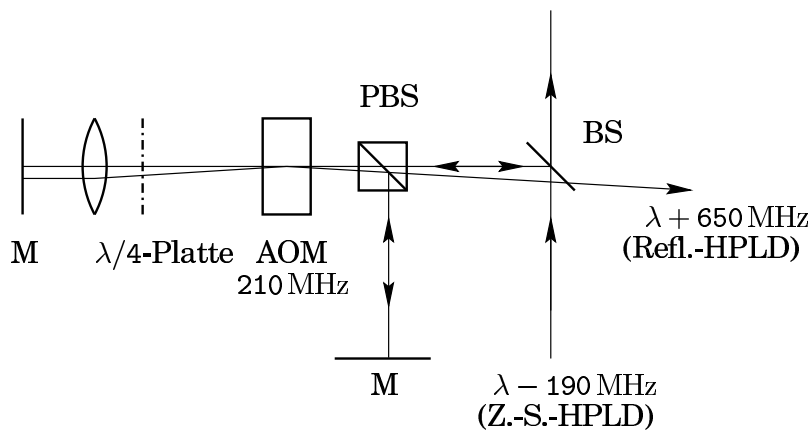


Abbildung 3.1: Aufbau für die Frequenzverschiebung des Strahls vom EGCL-System um 840 MHz für das Injection Locking der Hochleistungslaserdiode für das evaneszente Reflexionsfeld mit einem Teilstrahl aus der Hochleistungslaserdiode des Zeeman-Slowers. Diese hohe Frequenzverschiebung wird durch vierfachen Durchgang durch einen AOM mit einer akustischen Frequenz von 210 MHz erreicht. (HPLD: Hochleistungslaserdiode, M: Spiegel, BS: Strahlteiler, PBS: Polarisierender Strahlteilerwürfel, AOM: Akusto-optischer Modulator).

Zum Schutz vor unerwünschter Rückkopplung der emittierten Strahlung durch Reflexionen an optischen Elementen im Strahlweg werden vor allen Diodenlasern optische Isolatoren eingesetzt. Die Rückkopplung würde zu starken Frequenzfluktuationen führen. Die hohe Empfindlichkeit von Diodenlasern gegenüber extern eingekoppelter Strahlung wird beim Verfahren des sog. *Injection Locking* [64] zur Stabilisierung von Hochleistungslaserdioden genutzt: Ein Teilstrahl des EGCL („Master“) wird über einen optischen Isolator mit frei zugänglichen Strahlteilern direkt in ei-

ne Hochleistungslaserdiode („Slave“) der Fa. Spectra Diode Labs, Typ SDL 5422, mit einer nominellen Ausgangsleistung von 150 mW eingekoppelt. Trotz der sehr geringen Strahlleistung von nur einigen μW im Teilstrahl des Masterlasers übertragen sich in diesem Verfahren Frequenz und spektrale Eigenschaften des Masterlasers auf die Hochleistungslaserdiode. Die Frequenz dieser Hochleistungslaserdiode ist also um -190 MHz gegenüber dem Übergang $1s_5 - 2p_9$ rot verstimmt. Dieser Laser wird zum Abbremsen der Atome im Zeeman-Slower eingesetzt. Die Strahlführung an die Apparatur erfolgt – wie bei allen anderen Lasern, die im Experiment eingesetzt werden – über eine Monomode-Glasfaser; mit einem einfachen mechanischen Verschluß kann der Strahl geschaltet werden.

Ein weiterer Teilstrahl des Masterlasers wird von einem akusto-optischen Modulator wieder zurück frequenzverschoben und mit ihm eine weitere Hochleistungslaserdiode stabilisiert, die zum Fangen und Kühlen der Atome in der magneto-optischen Falle und optischen Melasse dient. Deren Strahl läuft in einem zweifachen Durchgang durch einen AOM mit regelbarer Frequenz und Leistung, so daß sowohl Frequenz als auch Intensität dieses Laserstrahls variabel sind. Der abstimmbare Frequenzbereich reicht von der Resonanzfrequenz des atomaren Überganges bis zu einer – roten – Verstimmung von ca. -50 MHz, was etwa 10 natürlichen Linienbreiten des Überganges $1s_5 - 2p_9$ entspricht und das Kühlen der Atome in einer Melassenkühlphase erlaubt. Neben der Intensitätsregelung über den AOM existiert zusätzlich ein mechanischer Verschluß zur vollständigen Blockung des Strahls vor der Einkopplung in die Glasfaser, da die Atome in einer optischen Melasse beim Abschalten sehr empfindlich auf Restlicht reagieren.

Das evaneszente Lichtfeld für die Reflexion der Atome an der Oberfläche muß sehr weit von der atomaren Resonanz verstimmt sein, um die Streuung von Photonen aus dem Streulichtkegel des Oberflächenplasmons und innerhalb des evaneszenten Lichtfeldes zu vermeiden. Dies bedingt zusätzlich eine hohe Leistung, so daß ein Betrieb einer Hochleistungslaserdiode auf der Frequenz des Masterlasers und anschließende Frequenzverschiebung wie im Falle der MOT-Laserdiode in diesem Falle nicht möglich ist. Um diese dritte Hochleistungslaserdiode mittels Injection Locking zu stabilisieren, wird ein Teil des Laserstrahls für den Zeeman-Slower, der um -190 MHz rot gegen die atomare Resonanz verschoben ist, in vierfachem Durchgang durch einen 210 MHz-AOM um $+840$ MHz blau verschoben. Inklusive der roten Verstimmung von -190 MHz des Masterlasers beträgt die Verstimmung also 650 MHz gegen den Übergang $1s_5 - 2p_9$ (s. Abb. 3.1). In dieser Anordnung steht noch genügend Leistung im frequenzverschobenen Strahl für das Injection Locking der Hochleistungslaserdiode zur Verfügung.

3.1.2 Lasersystem für den Transferübergang

Kryogenes EGCL-Diodenlasersystem

Für den Transferprozeß der Atome in den Wellenleiter müssen die Ar^* -Atome optisch von $1s_5$ nach $1s_3$ gepumpt werden. Dies erfolgt über die Anregung des Überganges $1s_5 - 2p_4$ mit einer Wellenlänge von 715 nm und einen anschließenden Übergang nach $1s_3$. Als Strahlungsquellen bei 715 nm kommen üblicherweise Farbstoff- oder Ti:Saphir-Laser [66] zum Einsatz, da im Wellenlängenbereich zwischen 690 nm und 750 nm keine kommerziellen Laserdioden erhältlich sind. Da ein Farbstoff- oder

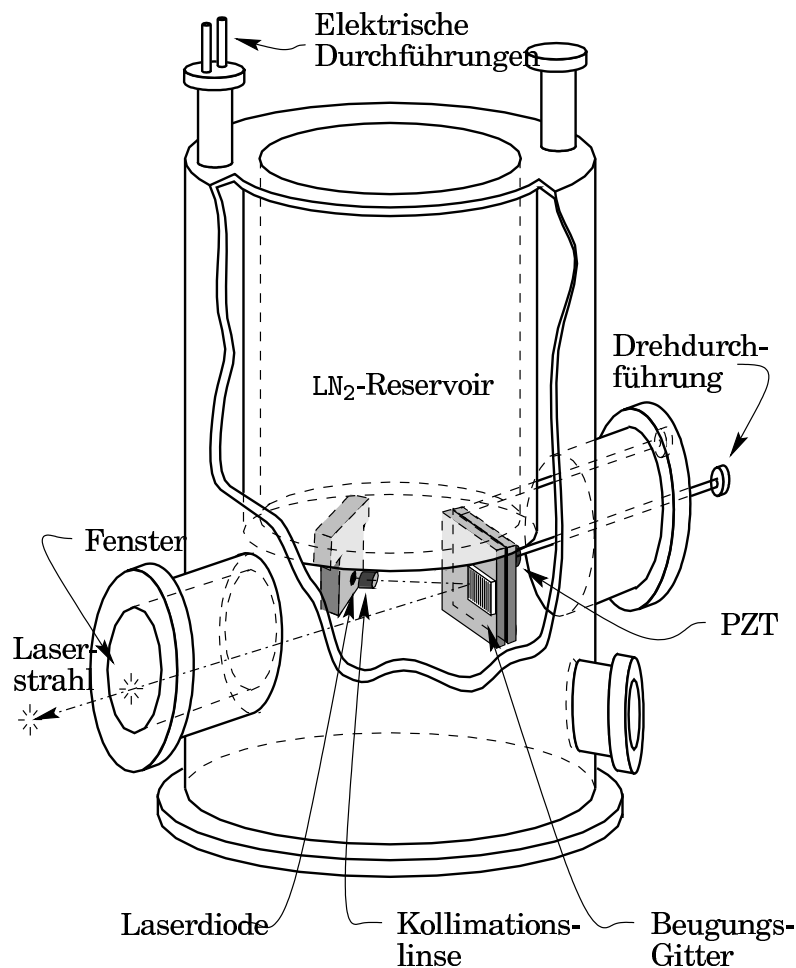


Abbildung 3.2: Kryogenes Diodenlasersystem für die Anregung des Transferüberganges $1s_5 - 2p_9$ bei einer Wellenlänge von 715 nm (Nach Ref. [65])

Ti:Saphir-Lasersystem aufgrund des zum Betrieb nötigen Ar^+ -Lasers sehr kostspielig sind, wurde versucht, die Wellenlänge durch Kühlen einer kommerziellen Laserdiode von Sharp, Typ LTO 030, mit einer nominellen Wellenlänge von 749 nm bei einer Ausgangsleistung von 3 mW zu erreichen. Der Temperaturkoeffizient dieses GaAlAs-Doppelheterostruktur-Lasers beträgt über einen weiten Temperaturbereich etwa $0.2 \frac{\text{nm}}{\text{K}}$. Gekühlt in einem mit flüssigem Stickstoff (LN_2) gefüllten Kryostaten emittiert die Laserdiode bei 715 nm. Nebenbei sinkt bei dieser Temperatur der Schwellstrom der Laserdiode, wodurch sich ihre Lebensdauer erhöht, und ihre maximal emittierte Lichtleistung steigt. Aufbau und Eigenschaften des in Abb. 3.2 gezeigten kryogenen Diodenlasersystems werden in Ref. [65] detailliert beschrieben.

Für das magneto-optische Speichern von ^{210}Fr wurde von einer Gruppe am LINAC, Stony Brook, für einen Rückpump-Laser eine LN_2 -gekühlte Laserdiode, Typ Mitsubishi 4405-01, eingesetzt [67]. Diese wurde freilaufend betrieben und mit einer Bandbreite von 500 MHz moduliert, um die Frequenz des atomare Überganges zu treffen. Dies ist für einen Rückpump-Laser in einer magneto-optischen Falle hinreichend, für

den optischen Transferprozeß hier hingegen ist eine Stabilisierung mit einer Bandbreite von der Größenordnung der natürlichen Linienbreite des Überganges nötig, denn der Transferprozeß läuft innerhalb eines Zeitintervalles kleiner $1 \mu\text{s}$ ab (vgl. Abschn. 4.3) und erfordert so eine hohe spektrale Leistungsdichte.

Die Stabilisierung des Laser erfolgt wie beim Masterlaser für $1s_5 - 2p_9$ durch eine aktive Temperatur- und Stromstabilisierung sowie durch Rückkopplung mittels eines externen Gitters innerhalb des Kryostaten. Der Laser kann während des Betriebs mittels zweier Drehdurchführungen, mit denen das Littrow-Gitter verkippt wird, abgestimmt werden. Ferner ist eine Feinabstimmung über einen Bereich von etwa 1.5 GHz mittels eines Piezos möglich. Der Laser wird ebenfalls mittels eines mechanischen Verschlusses geschaltet.

Optische-optische Doppelresonanzspektroskopie

Der Übergang $1s_5 - 2p_4$ für den Transferprozeß ist nicht geschlossen, da aus dem Niveau $2p_4$ mit einer Wahrscheinlichkeit von über 98% (vgl. 2.2) ein Zerfall nach $1s_3$ oder in den Grundzustand $1s_0$ stattfindet. Dies erschwert es, das Lasersystem mittels Spektroskopie an einer RF-Gasentladungszelle zu stabilisieren. Der Übergang kann nicht in Sättigung gebracht werden, so daß das Standardverfahren der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie praktisch nicht realisiert werden kann. Mit einem optogalvanischen Verfahren [63] wurde der Übergang zwar gefunden, es gelang aber nicht, ein dopplerfreies Spektroskopiesignal zu erhalten [68]. Alternativ wurde das aus der Molekül-Spektroskopie stammende Verfahren der optischen-optischen Doppelresonanzspektroskopie (OODR) herangezogen [63].

Abb. 3.3 zeigt das Funktionsprinzip: Vor der Spektroskopiezelle des Masterlasers wird ein Teil des Teststrahls abgezweigt, der in Resonanz mit dem $1s_5 - 2p_9$ -Übergang bei 812 nm und für die Lock-In-Detektion der Stabilisierung des Masterlasers bereits frequenzmoduliert ist. In einer zweiten RF-Gasentladung wird ein Teil dieses Strahls mit einem Teststrahl des Transferlasers bei 715 nm überlagert, der andere Teil dient als Intensitätsreferenz. Mit Photodioden werden die Intensitäten beider Teilstrahlen gemessen und mit einem Differenzverstärker die Absorption des einen Teilstrahls bei 812 nm in der Gasentladungszelle bestimmt. Falls der Transferlaser in Resonanz mit dem $1s_5 - 2p_4$ Übergang ist, entvölkert er das $1s_5$ -Niveau und die Absorption des 812 nm-Strahls sinkt. Da der Masterlaser bei 812 nm dopplerfrei stabilisiert ist, erhält man auch bei 715 nm ein dopplerfreies Spektroskopiesignal [69].

Die Frequenzmodulation des Teststrahls gestattet es, ohne Frequenzmodulation des Pumpstrahls vom 715 nm-Lasers, direkt ein Lock-In-Signal zu gewinnen (s. Abb. 3.4). In die Breite des Spektroskopiesignals gehen bei der OODR-Spektroskopie die natürlichen Linienbreiten beider beteiligter Übergänge ein, hier also überwiegend die des Überganges $1s_5 - 2p_9$ mit 5.3 MHz, die groß gegenüber der Linienbreite des Überganges $1s_5 - 2p_4$ mit 0.1 MHz ist. Die tatsächliche Breite des Regelsignals von (22 ± 4) MHz wird jedoch von Frequenzschwankungen des kryogenen EGCL-Systems dominiert. Deren Ursache ist wohl in den mechanischen Vibrationen zu suchen, die der siedende Stickstoff im Kryostaten auslöst, noch verstärkt durch die zunehmende Sprödigkeit aller im Aufbau verwendeter Materialien bei tiefen Temperaturen. Abhilfe könnte hier evtl. ein Ausfrieren des Stickstoffs durch Abpumpen des Kryostaten schaffen.

3.1.3 Laser für den Wellenleiterübergang

Das Wellenleiterpotential wird vom Lichtfeld eines kommerziellen Ti:Saphir-Lasers (Coherent 899-21), der von einem Ar^+ -Laser gepumpt wird, erzeugt. Die hohe Ausgangsleistung von ca. 2 W dieses Lasersystems erlaubt es, den Übergang $1s_3 - 2p_4$ mit einer so großen Verstimmung von der atomaren Resonanz $-0.2 \dots 0.6 \text{ nm}$, entsprechend $0.1 \dots 0.3 \text{ THz}$ – anzuregen, daß die Photonen-Streurate klein bleibt und trotzdem eine ausreichende Potentialstärke erzielt wird. Das Ti:Saphir-Lasersystem 899-21 von Coherent verfügt über einen externen Resonator zur Frequenzstabilisierung. Die Drift der Laserfrequenz liegt so unter 1 GHz über die Meßzeit, so daß eine Stabilisierung dieses Lasers relativ zur atomaren Übergangsfrequenz nicht erforderlich ist. Die Kalibrierung der Wellenlänge erfolgt mit Hilfe eines Burleigh-Wavemeters auf einige pm genau. Eine absolute Kalibrierung gegenüber der Wellenlänge des atomaren Überganges kann durch resonante Anregung des Überganges $1s_3 - 2p_4$ bei niedrigen Intensitäten erfolgen, die zu einem Zerfall der Atome in den Grundzustand $1s_0$ führt.

Stimulierte Brillouin-Streuung [70] in der Monomode-Glasfaser führt bei hohen Leistungen des Ti:Saphir-Lasers zu einer Begrenzung der maximal durch die Faser transmittierten Leistung. Auf diese Weise wird die transmittierte Laserleistung auf einen Wert von ca. 0.5 W beschränkt. Eine weitere Erhöhung der eingekoppelten Laserleistung führt dann zu keiner nennenswerten Erhöhung der transmittierten Leistung

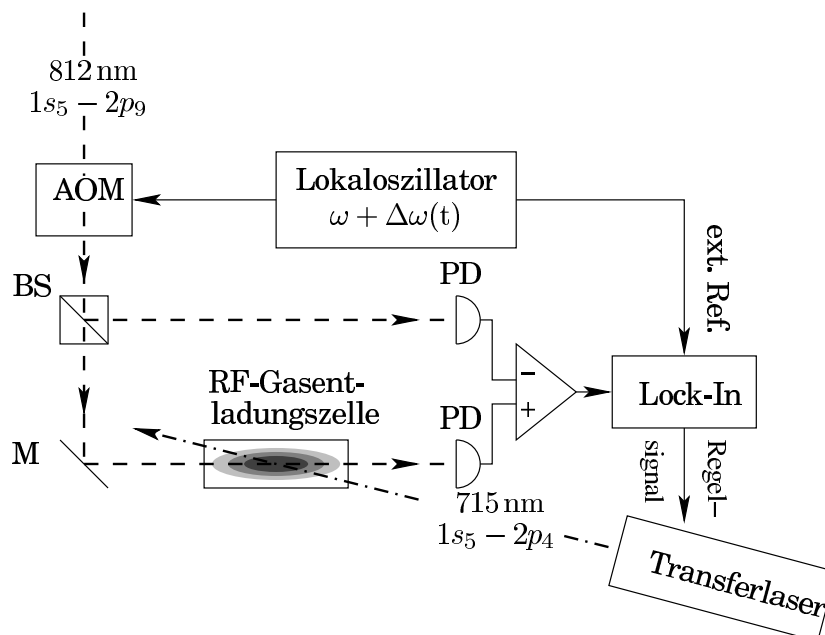


Abbildung 3.3: Aufbau für die optische-optische Doppelresonanzspektroskopie (OODR) am Übergang $1s_5 - 2p_4$ (AOM: Akusto-optischer Modulator, BS: Strahlteiler, M: Spiegel, PD: Photodiode). Mit diesem Verfahren wird der Transferlaser bei 715 nm stabilisiert, da das Standardverfahren der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie im Falle des offenen Überganges $1s_5 - 2p_4$ nicht in Frage kommt (vgl. Abb. 3.4).

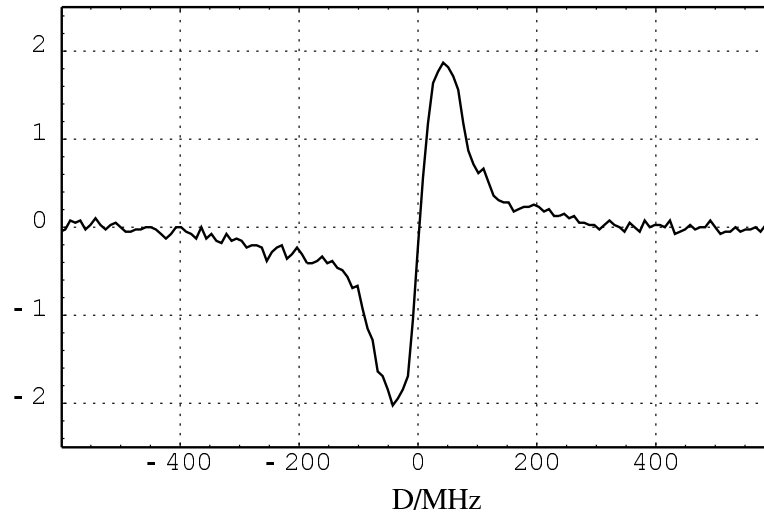


Abbildung 3.4: Signal der OODR-Spektroskopie aus Abb. 3.3. Die minimal erreichbare Linienbreite wird durch die natürliche Linienbreite der beiden beteiligten Übergänge $1s_5 - 2p_4$ und $1s_5 - 2p_9$ bestimmt, hier also v. a. von der Linienbreite $\Gamma_W = 33.1 \cdot 10^6 \frac{1}{s}$ des Überganges $1s_5 - 2p_9$. Tatsächlich führen akustische Schwingungen des kryogenen Lasersystems zu einer Breite des Regelsignals von (22 ± 4) MHz.

mehr, die Leistungsschwankungen werden jedoch deutlich reduziert: Über die Dauer einer einzelnen Messung liegen die relativen Intensitätsschwankungen des Wellenleiterlichtfeldes so unterhalb 1%.

Der Strahl des Ti:Saphir-Lasers wird mit einem mechanischen Verschluss geschaltet. Da sich dieser im Fokus einer Teleskop-Anordnung befindet, liegt die 90% – 10%-Schaltzeit unter 0.1 ms mit einer Verzögerung gegenüber dem TTL-Steuersignal von etwa 2 ms. Zusätzlich kann die Intensität des Ti:Saphir-Laserstrahls mit einem elektrooptischen Modulator kontinuierlich variiert werden.

3.2 Atomstrahl-Apparatur

Der Aufbau der Atomstrahlapparatur ISABEL, an der die Experimente durchgeführt wurden, sowie die experimentelle Charakterisierung von Atomstrahl und Zeeman-Slower sind in Ref. [71] ausführlich beschrieben. Die Beschreibung der Verfahren zur Kühlung und Speicherung der Ar^* -Atome in einer magneto-optischen Falle und optischen Melasse, wie sie hier zur Anwendung kamen, sind in Ref. [59] zu finden.

ISABEL

In einer mit flüssigem Stickstoff (LN_2) gekühlten Gasentladungsquelle nach dem Design von Ref. [72] wird ein Strahl angeregter Ar^* -Atome erzeugt. Durch die Kühlung der Quelle sinkt die mittlere Geschwindigkeit der Atome von $\bar{v} = 560 \frac{m}{s}$ bei Raumtemperatur auf $\bar{v} = 300 \frac{m}{s}$ bei einer Breite der Geschwindigkeitsverteilung von $\bar{v}/\Delta v = 2.5$.

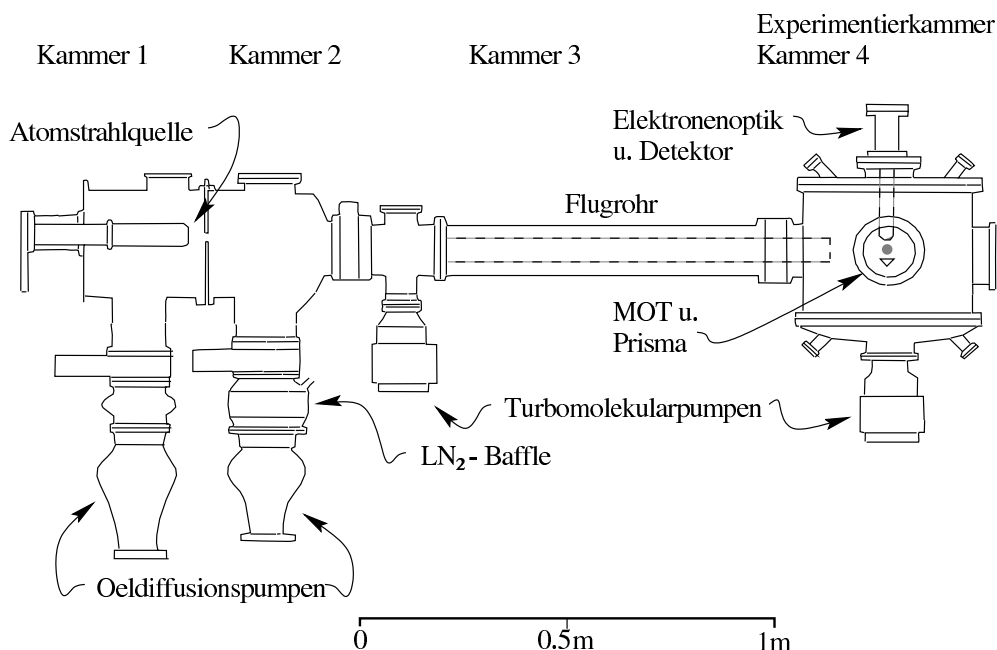


Abbildung 3.5: Atomstrahl-Apparatur ISABEL (Nach Ref. [71]). In Kammer 1 wird mit einer LN_2 -gekühlten Quelle ein Strahl von metastabilen Argonatomen erzeugt. Kammer 2 wurde für die Installation einer transversalen Kollimationsstufe zur Erhöhung der Intensität des Atomstrahls vorgesehen (vgl. Ref. [71, 58]). Kammer 3 ist ein Flugrohr, in dem die Atome in einem Zeeman-Slower abgebremst werden. In der mit zahlreichen Vakuumfenstern ausgestatteten Kammer 4 wird eine Wolke ultrakalter Ar^* -Atome in einer magneto-optischen Falle präpariert; unterhalb befindet sich das Prisma, an dessen Oberfläche der de Broglie-Wellenleiter realisiert wird.

Die Anregungseffizienz in den Zustand $1s_5$ beträgt 10^{-4} ; die Helligkeit der Quelle beträgt $2.3 \cdot 10^{14} \frac{1}{\text{s sr}}$ Atome im Zustand $1s_5$ [71]. Mit einem mechanischen Verschluss kann der Atomstrahl nach dem Laden der magneto-optischen Falle unterbrochen werden, um das von den metastabilen Atomen aus dem Atomstrahl herrührende Untergrundsignal bei den nachfolgenden Experimenten mit den kalten Atomen aus der magneto-optischen Falle zu unterdrücken.

Die Gasentladungsquelle führt zu einem hohen Gasanfall, so daß in Kammer 1 trotz der hohen Saugleistung einer Öldiffusionspumpe von 2350 l/s im Betrieb ein Druck von $5 \cdot 10^{-4}$ mbar herrscht. Um in Kammer 4 ein Ultrahochvakuum mit einem Druck von $5 \cdot 10^{-9}$ mbar zu erreichen, wie es für das Speichern und Kühlen der Atome in der magneto-optischen Falle und optischen Melasse erforderlich ist, wird der Atomstrahl durch drei differentiell gepumpte Kammern geführt. Bei diesem Druck liegt die Verlustrate von Atomen in einer magneto-optischen Falle unter $1 \frac{1}{\text{s}}$; mit den kurzen Speicherzeiten von einigen ms kann dieser Verlustmechanismus bei den Experimenten zum atomaren Wellenleiter vernachlässigt werden. Kammer 2 wird von einer weiteren Öldiffusionspumpe, Kammer 3 und 4 werden von Turbomolekularpumpen evakuiert. Mit einem Aufbau zur transversalen Strahlkompression in Kammer 2 kann die Hel-

ligkeit des Atomstrahls um über einen Faktor 30 erhöht werden [58], wovon hier aber kein Gebrauch gemacht wurde.

Der Zeeman-Slower

Um die Atome in einer magneto-optischen Falle fangen zu können, müssen sie von $\bar{v} = 300 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ auf Geschwindigkeiten unter $30 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ abgebremst werden. Dies wird mit Hilfe eines *Zeeman-Slowers* [73] erreicht: ein gegenüber dem Übergang $1s_5 - 2p_9$ um -190 MHz rot verstimmt Laserstrahl wird gegen die Flugrichtung der Atome eingestrahlt. Der Laserstrahl ist zirkular polarisiert, so daß die Atome durch optisches Pumpen in ein Zwei-Niveau-System übergeführt werden; bei vollständiger Sättigung des Überganges während des gesamten Bremsvorganges muß die Länge der Strecke mindestens 0.5 m betragen. Ein longitudinales Magnetfeld sorgt dafür, daß die Atome über die ganze Flugstrecke hinweg in Resonanz mit dem Lichtfeld bleiben. Hierfür existieren verschiedene Konfigurationen, die sich in der Verstimmung des Lasers gegen die atomare Resonanzfrequenz und im Verlauf des Magnetfeldes unterscheiden, die σ^+ - [73], die σ^- - [74] und die $\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration [75, 76]. Hier wurde die $\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration verwendet; diese stellt einen Kompromiß zwischen der σ^+ - und der σ^- -Konfiguration dar; d. h. der Laser ist hinreichend weit von der atomaren Resonanz entfernt, um nicht mit den in der magneto-optischen Falle gefangenen Atomen in Wechselwirkung zu treten, während gleichzeitig am Ort der magneto-optischen Falle kein starkes Magnetfeld herrscht. Aufgrund der relativ hohen Verstimmung des Zeeman-Slower-Lasers kann die magneto-optische Falle betrieben werden, ohne den Laserstrahl abzuschatten. In der folgenden Kühlphase in einer optischen Melasse wird der Strahl hingegen mit einem mechanischen Shutter abgeblockt, da die Atome sonst durch Absorption von Photonen stark aufgeheizt würden und verloren gingen.

Die magneto-optische Falle (MOT)

Als Ausgangspunkt für die Experimente zum atomaren Wellenleiter werden die Ar^* -Atome in einer magneto-optischen Falle [77, 78] (*Magneto-Optical Trap*, kurz: MOT) gefangen und gekühlt. Der Aufbau entspricht in der Strahlführung der Laser im wesentlichen der in Ref. [79] und [71] beschriebenen Anordnung mit sechs zueinander senkrecht stehenden Laserstrahlen. Messungen zur Bestimmung von Temperatur, Zahl und Dichte der Atome in MOT und optischer Melasse werden in Abschn. 4.1 vorgestellt.

Aus Platzgründen und der höheren mechanischen Stabilität wegen wurde das in vorangegangenen Experimenten für die Erzeugung des Quadrupolfeldes (s. Ref. [59]) verwendete Anti-Helmholtz-Spulenpaar, ein einzelnes gebogenes Kupferrohr, ersetzt durch zwei separate Spulen aus lackisoliertem Kupferdraht mit je 3000 Windungen. Diese befinden sich selbst nicht im Vakuum, sondern werden in zwei Sackrohren [80] bis etwa 6 cm an das Zentrum der MOT herangeführt. Bei einem Durchmesser der Spulen von nur 5 cm ist diese Anordnung weit von der optimalen Anti-Helmholtz-Anordnung entfernt, weshalb für einen Feldgradienten von $0.4 \frac{\text{mT}}{\text{cm}}$ ein relativ hoher Spulenstrom von 0.45 A erforderlich ist, der zu einer Verlustleistung von 16 W führt. Die Abschaltzeit, bis das Magnetfeld nicht mehr nachweisbar ist, liegt unter 0.3 ms . Die Magnetfeldachse liegt horizontal, unter einem Winkel von 45° zum Atomstrahl.

Sechs gegenüber dem atomaren Übergang rot verstimmt, zirkular polarisierte Laserstrahlen mit einem $1/e^2$ -Radius von 3.3 mm und einer Leistung von je 2 mW schneiden sich im Nullpunkt der magnetischen Feldstärke. Ein Strahl verläuft in der Achse der Feldspulen, die anderen beiden liegen in einer Ebene senkrecht zu diesem Strahl und verlaufen unter Winkeln von je 45° zur Vertikalen. Jeder Strahl wird nach Durchgang durch eine $\lambda/4$ -Platte in sich zurückreflektiert: die Helizität von hin- und rücklaufendem Strahl ist somit gleich, während die Polarisation – bezogen auf eine feste Richtung – von σ^+ nach σ^- oder umgekehrt wechselt. Die Ar^* -Atome erfahren in dieser Anordnung eine rücktreibende Kraft in Richtung des Fallenzentrums und werden effektiv gekühlt. Die Potentialtiefe der MOT liegt bei 1...2 K. Mit einer Verstimmung gegenüber der Resonanzfrequenz in etwa vom Betrag der natürlichen Linienbreite Γ_R des Überganges $1s_5 - 2p_9$ werden die Atome in der MOT bis auf die *Dopplertemperatur* $T_D = \frac{1}{2} \hbar \Gamma_R / k_B$ von 126 μK gekühlt.

Mit stufenweise zunehmender Verstimmung und abnehmender Intensität sinkt die Temperatur weiter; das Temperaturminimum wird in einer Kühlphase in einer sog. *optischen Melasse* [21] erreicht. Hierzu wird das Magnetfeld abgeschaltet und die Verstimmung in Stufen bis auf 50 MHz erhöht, wobei die Intensität weiter reduziert wird. Während des Abschaltvorganges des Magnetfeldes wird der Fallenlaser geblockt, um die Atomwolke in dem undefinierten Magnetfeld nicht aufzuheizen. Das Streufeld der letzten Magnetspule des Zeeman-Slowers und das Erdmagnetfeld werden durch Helmholtz-Spulenpaare außerhalb der Vakuumapparatur in drei Dimensionen kompensiert: Am Ort der Melasse muß die magnetische Feldstärke nahezu Null betragen, sonst würde die Atomwolke zwar gekühlt, aber auf eine endliche Schwerpunkts-geschwindigkeit beschleunigt werden. Dieser Effekt ließe sich dazu nutzen, mit definierten Licht- und Magnetfeldern die Atomwolke gezielt in Richtung des Prismas beschleunigen. Da sich so sehr schmale Geschwindigkeitsverteilungen realisieren lassen, [81], könnte auf diese Weise ein effizienter Ladeprozeß für den atomaren Wellenleiter realisiert werden.

In der optischen Melasse sind die Atome in keinem Potential eingeschlossen wie in der MOT, jedoch unterliegt ihre Bewegung einer starken Dämpfung, die Temperaturen weit unter der Dopplertemperatur möglich macht. Die $\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration der Polarisation der hin- und rücklaufenden Laserstrahlen werden dabei gegenüber der MOT nicht verändert. Ferroelektrische Flüssigkristall-Verzögerungsplatten erlauben ein schnelles Schalten der Polarisation von zirkular auf linear, so daß die Polarisatio-nen von hin- und rücklaufendem Laserstrahl zueinander senkrecht stehen. Diese sog. *lin \perp lin*-Konfiguration zeichnet sich durch eine höhere Dämpfungskonstante aus und es lassen sich theoretisch noch tiefere Temperaturen erreichen [21, 82].

3.3 Evaneszente Lichtfelder

Das Feld der stehenden Lichtwelle, welches das optische Dipolpotential für die Atome bildet, wird durch die Reflexion eines Laserstrahls an einer planen Spiegeloberfläche in dem Bereich, in dem sich der hin- und rücklaufende Laserstrahl überlappen, generiert. Die Atome sollen durch einen einzelnen optischen Pumpprozeß aus dem Reservoir der magneto-optischen Falle in ein einzelnes Minimum des optischen Dipolpotentials der stehenden Lichtwelle vor der Oberfläche transferiert und dort gespeichert

werden (vgl. Abschn. 1.2). Dies wird mittels zweier, sich überlappender, evaneszenter Lichtfelder an der Oberfläche realisiert: In dem einen werden die Ar^* -Atome kurz vor Erreichen der Oberfläche abgebremst, im anderen wird der Übergang für den optischen Pumpprozess angeregt. Die Reichweite der evaneszenten Lichtfelder ist von der Größenordnung der Lichtwellenlänge. Von den evaneszenten Lichtfeldern ausgehendes Streulicht erstreckt sich dagegen weit in den Raum vor der Oberfläche und wirkt sich daher sehr störend aus.

Die Oberfläche, vor der die Atome gespeichert werden, muß daher einer Reihe von Anforderungen genügen: Sie muß hochreflektierend für das Licht der stehenden Welle und gleichzeitig geeignet für die Erzeugung der evaneszenten Lichtfelder mit möglichst hoher Intensität sein. Evaneszente Lichtfelder entstehen an der Grenzfläche bei Totalreflexion. Eine Intensitätsüberhöhung des Feldes ist durch Oberflächenplasmonen oder durch dielektrische Schichtsysteme möglich. Die Entwicklung geeigneter dielektrischer Schichtsysteme, die all den genannten Anforderungen genügen, birgt große technische Schwierigkeiten in sich, zumal das Lichtfeld der stehenden Welle und die beiden evaneszenten Felder z. T. stark verschiedene Wellenlängen aufweisen.

Oberflächenplasmonen hingegen können einfach durch Totalreflexion eines Laserstrahls in einem Dielektrikum, das mit einer Metallschicht geeigneter Dicke versehen ist, generiert werden. Die Impedanzanpassung für verschiedene Wellenlängen erfolgt über Variation des Einstrahlwinkels. Alle in Frage kommenden Metalle, Al, Ag, Au oder Cu, sind zudem im relevanten infraroten Spektralbereich hoch reflektierend. Metallschichten erlauben weiterhin die Realisation eines effizienten orts- und zeitauflösenden Nachweisverfahrens für die Ar^* -Atome: Metastabile Edelgasatome zerfallen beim Auftreffen auf Metalloberflächen mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit in den Grundzustand und führen zur Emission von Auger-Elektronen. Voraussetzung für den orts- und zeitaufgelösten Nachweis dieser Elektronen ist die Möglichkeit, die Oberfläche auf ein definiertes elektrisches Potential legen zu können. Bei einem dielektrischen Schichtsystem käme hierfür allenfalls die Verwendung von ITO (Indium-Zinnoxid) als oberster Schicht in Frage, was von Nachteil hinsichtlich der optischen Eigenschaften des Schichtsystems wäre. Mit Silber- oder Goldschichten hingegen lassen sich alle Anforderungen erfüllen; zudem sind diese relativ einfach zu präparieren und handzuhaben.

3.3.1 Oberflächenplasmonen

Plasmonen sind die den Schwingungen des freien Elektronengases in einem Metall zugeordneten Quasiteilchen. Auch an der Grenzfläche zwischen einem Metall und einem Dielektrikum kann das Elektronenplasma zu longitudinalen Schwingungen angeregt werden, so daß sich elektromagnetische Oberflächenwellen, sog. Oberflächenplasmonen ausbilden¹. Aus den Maxwell-Gleichungen folgt, daß der Wellenvektor k dieser Oberflächenplasmonen länger als der Wellenvektor von Licht entsprechender Energie $\hbar\omega$ im angrenzenden Dielektrikum ist: Der Zweig $\omega(k)$ der Dispersionsrelation von Oberflächenplasmonen liegt also rechts von der Lichtgeraden (s. Abb. 3.6). Aus diesem

¹Im Gegensatz zu den Plasmaschwingungen im Volumen sind diese Ladungsfluktuationen jedoch innerhalb einer Schicht an der Oberfläche lokalisiert, deren Dicke der Thomas-Fermi-Länge von ca. 1 Å entspricht.

Grund können die Oberflächenplasmonen nicht durch Strahlung zerfallen, die Amplitude des elektromagnetischen Feldes nimmt exponentiell in den beiden Richtungen normal zur Oberfläche hin ab. Ausführlich wird das Thema in Ref. [83, 84] und [85] behandelt.

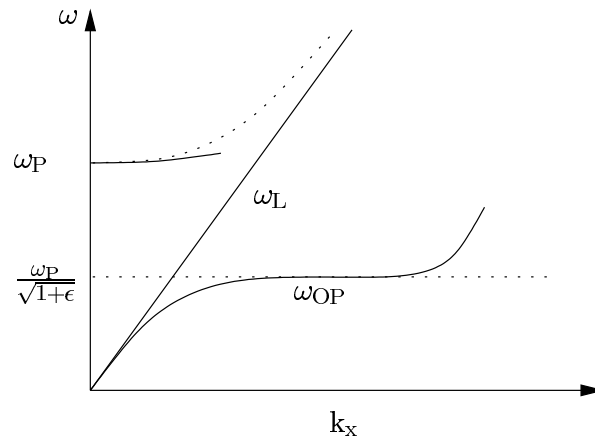


Abbildung 3.6: Dispersion von Oberflächenplasmonen. Rechts von der Lichtgeraden $\omega_L = \frac{1}{c} c k_x$ liegt der Zweig ω_{OP} , durch den die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen beschrieben wird. ϵ bezeichnet die Dielektrizitätskonstante des Dielektrikums, ω_P die Plasmafrequenz des Metalls. Bei kleinen Wellenvektoren nähert sich ω_{OP} asymptotisch der Lichtgeraden ω_L an. Plasmaoszillationen im Volumen werden durch den Zweig links von der Lichtgeraden beschrieben. k_x liegt parallel zur Grenzfläche Metall – Dielektrikum (Nach Ref. [83]).

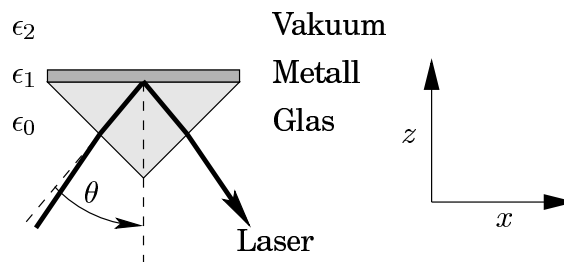


Abbildung 3.7: Kretschmann-Räther-Konfiguration zur Anregung eines Oberflächenplasmons. Das Oberflächenplasmon wird hier bei der Totalreflexion eines Laserstrahls unter einem definierten Winkel θ erzeugt. Durch Messung der reflektierten Laserleistung als Funktion von θ lassen sich die Abklinglänge des Oberflächenplasmons sowie der Überhöhungsfaktor der elektrischen Feldstärke bestimmen.

Die Anregung von Oberflächenplasmonen kann mit Licht oder hochenergetischen Elektronen erfolgen. Bei der Anregung mit Licht erfolgt die Ankopplung des Lichtfeldes mittels eines Gitters oder der sog. Methode der „abgeschwächten Totalreflexion“ (*Attenuated Total Reflection*, kurz ATR) in der Kretschmann-Räther-Konfiguration [86], um die Dispersionsrelation erfüllen zu können. Hier erfolgte die Anregung nach

letztenannter Methode (s. Abb. 3.7): Die Kopplung des Lichts an die Oberflächenplasmonen erfolgt über die Totalreflexion eines Laserstrahls in einem Prisma, das mit einer ca. 50 nm dicken Metallschicht bedampft ist.

In einem System aus ebenen dielektrischen und metallischen Schichten genügt zur Beschreibung der Ausbreitung von Licht und Oberflächenplasmonen die Maxwell-Gleichung

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (3.1)$$

Unter der Annahme komplexer Dielektrizitätskonstanten für die Metallschichten läßt sich die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen in einem System mit einer beliebigen Abfolge von dielektrischen und metallischen Schichten mit Hilfe eines Matrix-Formalismus beschreiben [87]. Abb. 3.8 zeigt schematisch die Abfolge eines derartigen Schichtsystems mit den zugehörigen Dielektrizitätskonstanten ϵ_n , Schichtdicken d_n und den transmittierten und reflektierten z -Komponenten der elektrischen Feldstärke, E_n^+ bzw. E_n^- . Die Anregung von Oberflächenplasmonen erfolgt mit p -polarisiertem Licht. Bei der Propagation durch das Schichtsystem ist die x -Komponente der elektrischen Feldstärke invariant, die y -Komponente ist konstant gleich Null, da die Schwingungsrichtung der elektromagnetischen Welle die Einfallsebene beim Durchgang durch das Schichtsystem nicht verläßt.

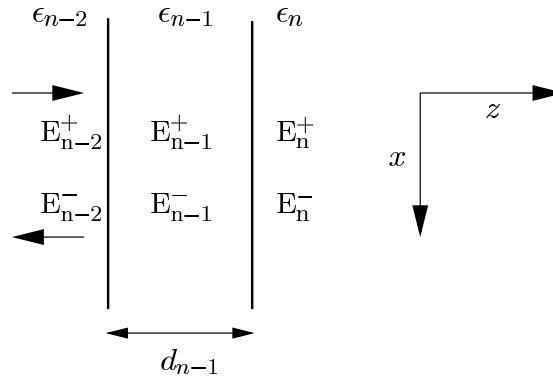


Abbildung 3.8: Die Abfolge der Schichten n mit Dielektrizitätskonstanten ϵ_n und Dicken d_n . Die Dielektrizitätskonstanten von Metallen sind in der Regel komplexwertig mit negativem Realteil. An jeder Grenzfläche setzt sich die elektrische Feldstärke aus einer transmittierten Komponente (E_n^+) und einer reflektierten Komponente (E_n^-) in z -Richtung, sowie einer invarianten Komponente in x -Richtung (nicht eingezeichnet) zusammen.

Für p -polarisiertes Licht, das in der Ebene $y = 0$ unter dem Winkel θ_n in ein zur Ebene $z = 0$ paralleles System dielektrischer und metallischer Schichten einfällt, lautet die elektrische Feldstärke \mathbf{E}_n in der n -ten Schicht

$$\mathbf{E}_n = \mathbf{E}_n^\pm \exp(i(k_{n,x} \pm k_{n,z} - \omega t)), \quad (3.2)$$

wobei $k_{n,x}, k_{n,z} \geq 0$ sei; zwischen den reflektierten und transmittierten Komponenten wird durch das Vorzeichen von $k_{n,z}$ unterschieden. Wegen der transversalen Symme-

trie des Systems ist

$$k_{n,x} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_n} \sin(\theta_n) \quad (3.3)$$

invariant über alle Schichten und es gilt nach dem Gesetz von Snellius für die longitudinale Komponente $k_{n,z}$:

$$k_{n,z} = \sqrt{\epsilon_n \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_{n,x}^2}. \quad (3.4)$$

Für die verwendeten dielektrischen Schichten kann die Absorption im Infraroten vernachlässigt und damit ϵ_n als reell und positiv angenommen werden, für die metallischen Schichten ist ϵ_n komplexwertig mit negativem Realteil. Für die in Frage kommenden Metalle, insbesondere Gold und Silber, ist $\epsilon'_n \lesssim -20$ und $\epsilon''_n \ll |\epsilon'_n|$.

Da bei Oberflächenplasmonen der Wellenvektor $k_{n,x}$ größer als der Wellenvektor von Licht im angrenzenden Dielektrikum ist, wird der Ausdruck unter der Wurzel in Gl. 3.4 negativ und damit $k_{n,z}$ rein imaginär. Das elektromagnetische Feld propagiert also nicht in Richtung des Dielektrikums, und die elektrische Feldstärke \mathbf{E}_n fällt mit zunehmendem Abstand von der Grenzfläche exponentiell ab. Die elektrischen Feldstärken \mathbf{E}_n in aufeinanderfolgenden Schichten der Dicken d_n ergeben sich allgemein aus

$$\begin{pmatrix} E_{n-2}^- \\ E_{n-2}^+ \end{pmatrix} = \mathbf{H}_{n-2\ n-1} \mathbf{L}_{n-1} \mathbf{H}_{n-1\ n} \begin{pmatrix} E_n^- \\ E_n^+ \end{pmatrix}. \quad (3.5)$$

Das Produkt $\mathbf{S} = \mathbf{H}_{01} \mathbf{L}_1 \mathbf{H}_{12} \cdots \mathbf{H}_N$, bildet demnach die Transfermatrix \mathbf{S} des gesamten Schichtsystems. Die Reflexion und Transmission des elektromagnetischen Feldes an der Grenzfläche zwischen den Schichten m und n wird hierbei durch die Matrizen \mathbf{H}_{mn} beschrieben, die freie Propagation innerhalb der n -ten Schicht durch \mathbf{L}_n . \mathbf{H}_{mn} und \mathbf{L}_n sind definiert durch

$$\mathbf{H}_{mn} = \frac{1}{\tau_{mn}} \begin{pmatrix} 1 & \rho_{mn} \\ \rho_{mn} & 1 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathbf{L}_n = \begin{pmatrix} e^{-i\beta_n} & 1 \\ 1 & e^{i\beta_n} \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

ρ_{mn} , τ_{mn} und β_n sind der Reflexions-, Transmissions- und Phasenverschiebungskoeffizient für p -polarisiertes Licht. Sie lauten

$$\begin{aligned} \rho_{mn} &= \frac{\epsilon_n k_{z,m} - \epsilon_m k_{z,n}}{\epsilon_n k_{z,m} + \epsilon_m k_{z,n}}, \quad \tau_{mn} = \frac{2\sqrt{\epsilon_m \epsilon_n} k_{z,m}}{\epsilon_n k_{z,m} + \epsilon_m k_{z,n}} \quad \text{und} \\ \beta_n &= \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_n} d_n \cos(\theta_n). \end{aligned} \quad (3.7)$$

Die 0-te Schicht sei dielektrisch, die N -te Schicht das Vakuum. Dann ist $E_N^- = 0$ und die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten ρ_{0N} und τ_{0N} ergeben sich aus der Transfermatrix \mathbf{S} zu $\rho = S_{12}/S_{22}$ und $\tau = 1/S_{12}$. Für ein System aus einer Metallschicht der Dicke d_1 zwischen einer dielektrischen Schicht und Vakuum - wie es im Experiment vorlag - haben der Reflexions- und Transmissionskoeffizient die Werte

$$\rho_{02} = \frac{\rho_{12} + \rho_{01} e^{2i k_{z,1} d_1}}{1 + \rho_{12} \rho_{01} e^{2i k_{z,1} d_1}} \quad \text{und} \quad \tau_{02} = \frac{\tau_{01} + \rho_{12} e^{i k_{z,1} d_1}}{\tau_{01} \tau_{12} e^{2i k_{z,1} d_1}}. \quad (3.8)$$

Am Übergang vom Metall ins Dielektrikum nimmt der Wellenvektor $k_{n,z}$ nach Gl. 3.4 einen rein imaginären Wert an, falls $k_{n,x}$ größer als der Wellenvektor $\sqrt{\epsilon_n} \frac{\omega}{c}$ von Licht im Dielektrikum ist. Dies bedeutet, daß bei Oberflächenplasmonen die elektromagnetische Feldstärke im Dielektrikum exponentiell abfällt und das elektromagnetische Feld nicht ins Dielektrikum hinein propagiert.

Aus dem Betragsquadrat des Transmissionskoeffizienten $T = |\tau_{02}|^2$ erhält man den Faktor der Feldüberhöhung an der Oberfläche². Die Feldüberhöhung weist ein von den Dielektrizitätskonstanten und der Schichtdicke abhängiges Maximum auf. Dort sind die Dämpfungsfaktoren der Plasmaschwingung durch Zerfall in Phononen und durch Streuung von Photonen an der Grenzfläche gerade gleich groß.

Die Abklinglänge ζ der elektrischen Feldstärke E des evaneszenten Lichtfeldes in das Vakuum hinein ergibt sich mit 3.4 als

$$\zeta = \frac{1}{k_{z,2}}. \quad (3.9)$$

ζ skaliert also mit dem Wellenvektor von Licht im Vakuum und hat in der Regel einen Wert von Größenordnung der Lichtwellenlänge. Auch innerhalb der Metallschicht hat der Wellenvektor $k_{z,1}$ einen imaginären Anteil. Aus ihm läßt sich eine „Zerfallszeit“ der Plasmaschwingung und daraus eine Abklinglänge χ für die elektrische Feldstärke E ableiten:

$$\chi = \frac{1}{\text{Im}(k_{z,1})} \frac{\text{Re}(k_{x,1})}{\text{Re}(k_{z,1})}. \quad (3.10)$$

Die Intensitäten sind proportional zu $|E|^2$, so sich diese Werte für die Propagationslängen des Oberflächenplasmons jeweils halbieren.

3.3.2 Charakterisierung mittels der ATR-Methode

Die zur Charakterisierung der evaneszenten Lichtfelder zum Abbremsen und optischen Pumpen der Atome vor der Oberfläche wesentlichen Größen sind der Überhöhungsfaktor $T = |\tau_{02}|$ und die Abklinglänge $1/\kappa$. Beide Größen sind, insbesondere unter UHV-Bedingungen, nur schwer direkt zu bestimmen; sie lassen sich jedoch unmittelbar mit den Beziehungen des vorigen Abschnittes ermitteln. In den bestimmenden Gleichungen 3.8 und 3.9 kommen als unbekannte Größen nur die Dielektrizitätskonstante ϵ_1 und die Dicke d_1 der Metallschicht vor. Beide sind stark von der Art und Weise der Präparation der Schicht abhängig und müssen jedesmal nach dem Aufdampfen einer Charge neu bestimmt werden.

ϵ_1 und d_1 lassen sich auch aus der Reflektivität $R = |\rho_{02}|^2$ der Metallschicht als Funktion des Einfallswinkels θ ermitteln. Diese Größe kann experimentell mittels der ATR-Methode nach [86] leicht bestimmt werden: Hierzu wird das Prisma auf einem von einem Galvo angesteuerten Drehtisch zentriert und ein Laserstrahl gemäß Abb. 3.7 so

²Der „Transmissionskoeffizient“ τ_{02} gibt eigentlich das Verhältnis der *magnetischen* Feldstärken also im Dielektrikum (Schicht 0) und im Vakuum (Schicht 2) wieder. Dieses ist gleich dem Verhältnis der elektrischen Feldstärke des Oberflächenplasmons zu derjenigen des einfallenden Lichts im Vakuum.

in das Prisma eingekoppelt, daß die Reflexion in der Drehachse erfolgt. Aus der reflektierten Laserleistung als Funktion des Drehwinkels lassen sich der Resonanzwinkel für die Anregung eines Oberflächenplasmons und der Überhöhungsfaktor T ermitteln.

Aus technischen Gründen erfolgte die Messung an Luft. Dies hat zur Folge, daß die Silber- oder Goldoberfläche von einer Adsorbatschicht vorwiegend aus Wasser bedeckt ist. Auf die hier interessierenden Größen hat diese Wasserschicht nur einen geringen Einfluß – mit Ausnahme der Abklinglänge ζ des Oberflächenplasmons, die am Übergang eines Dielektrikums zum Vakuum wesentlich kleiner ist. ζ wird hier aber indirekt bestimmt, so daß die so erhaltenen Werte die Eigenschaften des Systems unter den Bedingungen eines ölfreien Ultrahochvakuums ($p < 5 \cdot 10^{-9}$ mbar) wohl richtig beschreiben. Systembedingt kann dieses Verfahrens nicht zwischen der inneren Dämpfung in der Metallschicht und der Dämpfung durch den Zerfall der Oberflächenplasmonen in Streulichtphotonen unterscheiden. Die mit diesem Verfahren erhaltenen Werte für die Dielektrizitätskonstanten enthalten die Anteile beider Dämpfungsarten.

Die Gleichung 3.8 kann unmittelbar an die so erhaltenen Daten gefittet werden. Hierfür wurde die nichtlineare Fit-Routine `NonLinearRegress` des Computer-Algebra Systems *Mathematica*[®] von Wolfram Research [88] verwendet, die nach der Methode des „steilsten Abstiegs“ vorgeht. In diesen Fit gingen die Lichtwellenlänge $\lambda = 811.7$ nm und der Brechungsindex $n = 1.512$ des Prismas aus dem Material BK7 [89] als konstante Größen ein. Zur Eichung des Winkels θ wurde die Reflektivität eines blanken Prismas ausgemessen; als Eichmarken dienten der Winkel der Totalreflexion von $\theta_{\text{tot}} = 0.7229$ rad und $\theta = \frac{1}{4}\pi$. Letzterer wurde mit Hilfe der Interferenzen bestimmt, die beim senkrechten Einfall des Lasers in das 45° -Prisma auftreten. Der Fehler bei dieser Methode, den Winkel zu bestimmen, beträgt etwa 1 mrad oder 2% und limitiert die Genauigkeit dieses Verfahrens. Die (Intensitäts-) Transferfunktion des in der Messung eingesetzten Teleskops und Detektors wurde ebenfalls in dieser Messung bestimmt und durch eine affine Funktion genähert.

Die ersten Experimente zur Reflexion der Ar^* -Atome an evaneszenten Lichtfeldern wurden mit Silberschichten durchgeführt. Im infraroten Spektralbereich läßt von allen Metallen Silber die größte Feldüberhöhung erwarten, da der Imaginärteil ϵ'' der Dielektrizitätskonstanten von Silber sehr klein und der Betrag des Realteils $|\epsilon'|$ sehr groß sind. Aus diesem Grunde wurden die ersten Messungen zur Reflexion der Atome an evaneszenten Lichtfeldern mit Silberschichten durchgeführt. Hierbei erwies sich der Streulichtanteil, der von Oberflächenrauigkeiten und lokalen Inhomogenitäten der Dielektrizitätskonstanten der Silberschicht herrührt als zu hoch, so daß die Experimente später mit Goldschichten fortgesetzt wurden.

Silberschichten

Die Silberschichten wurden in einer von einer Aufdampfanlage vom Typ UniVac bei einem Hintergrundgasdruck von ca. $5 \cdot 10^{-6}$ mbar präpariert. Die Prismen wurden vor dem Aufdampfen einem mehrstufigen Reinigungsprozeß mit Aceton, Isopropanol und Ethanol im Ultraschallbad unterzogen. Zur Verbesserung der Haftung der Silberschicht auf dem Prisma wurde eine dünne (1...2 nm) Chromschicht aufgedampft. Die Silberschicht wurde mit Feinsilber aus einem Wolframschiffchen erzeugt. Die Aufdampftrate dabei lag bei einer Größenordnung von $10 \frac{\text{nm}}{\text{s}}$. Dicke und Aufdampftrate wur-

den mittels eines Schwingquarzes (Inficon) kontrolliert. Die damit bestimmte Schichtdicke betrug 58 nm.

Die Eigenschaften des Prismas wurden unmittelbar nach seinem Ausbau aus der UHV-Apparatur an Luft gemessen. Abb. 3.9 zeigt die gemessene Reflektivität dieses Prismas, die gefittete Kurve für $R(\theta)$ sowie die daraus theoretisch erhaltene Überhöhung $T(\theta)$. Deutlich zu sehen sind die für die 45°-Winkleichung verwendeten Interferenzen. Der Winkel der Totalreflexion ist bei den Silberschichten nur schwer zu erkennen. Die leichte Abweichung der gefitteten Kurve von den Meßwerten am Rande des Meßbereiches ist vermutlich auf die starke Verkippung des Prismas relativ zur Teleskopachse und eine damit einhergehende Nichtlinearität der Intensitätstransferfunktion zurückzuführen.

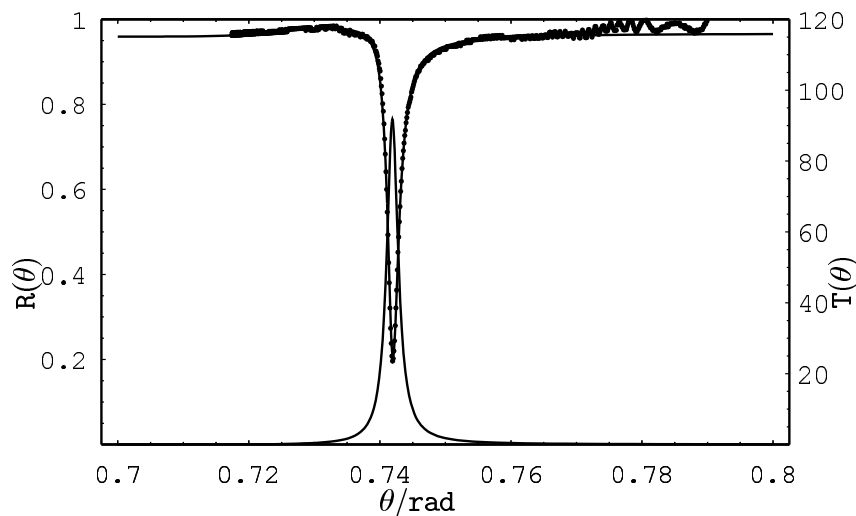


Abbildung 3.9: ATR-Messung einer Silberschicht. Zusätzlich sind die Fits $R(\theta)$ der Reflektivität und die daraus erhaltene Überhöhung $T(\theta)$ einer Silberschicht eingetragen. Aus dieser Messung wurde die Dielektrizitätskonstante der Silberschicht zu $\epsilon = -24.4 + 0.913 i$ ermittelt.

An die erhaltenen Meßwerte wurde nach dem oben beschriebenen Verfahren die Funktion $R(\theta)$ gefittet. Die mittlere quadratische Abweichung von R beträgt 0.2 %. Die Dielektrizitätskonstante der Schicht wurde bestimmt zu $\epsilon = -24.4 + 0.913 i$, die Schichtdicke $d = 56$ nm. In Tabelle 3.1 sind die gemittelten Werte aus vier Messungen an dem auch im Experiment eingesetzten Prisma (je zwei an zwei verschiedenen Stellen) aufgelistet. Der statistische Fehler ist im wesentlichen auf Schwankungen der Laserleistung und die Winkelkalibrierung zurückzuführen. Literaturwerte [90, 91] für ϵ differieren stark ($\epsilon = -33.5 + 3.12 i$ [91], $\epsilon = -32.8 + 0.46 i$ [90]), was auf eine starke Abhängigkeit von der Methode der Präparation hindeutet. Für die Abschätzung der Parameter bei einer Wellenlänge von 715 nm wurde der Wert für ϵ bei 812 nm angenommen; in der Literatur ist kein eindeutiger Trend für die Abhängigkeit von ϵ von der Wellenlänge in diesem Bereich auszumachen.

Einen großen Einfluß auf die Güte der Plasmaresonanz haben die Rauigkeit der Oberfläche und lokale Schwankungen von ϵ [92], die zu Streulicht und zu einer Dämpfung der Plasmaresonanz führen. Abb. 3.10 zeigt mit einem Rasterkraftmikroskop auf-

genommene Oberflächenprofile des oben beschriebenen Prismas im Vergleich mit einer rauhen Silberschicht, die zu einem geringeren Überhöhungsfaktor, insbesondere aber zu einem wesentlich höheren Streulichtanteil führt. Die Rauigkeit der Oberfläche liegt hier in der Größenordnung von 10 nm und ist damit deutlich größer als der in [93] gefundene Wert von 5 Å. Eine direkte Messung des Streulichts mit einer großflächigen, kalibrierten Photodiode (\varnothing 11 mm) unmittelbar (0.5 mm) vor der Oberfläche ergab einen Streulichtanteil von 2% bezogen auf die einfallende Laserleistung.

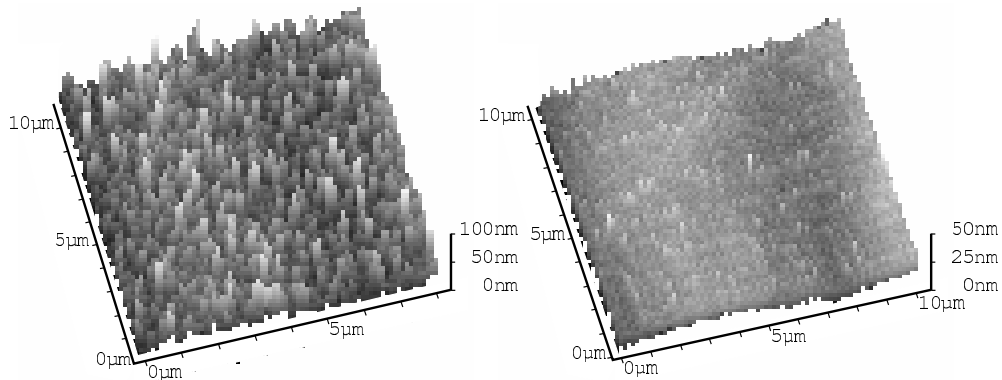


Abbildung 3.10: Rasterkraftmikroskopische Aufnahme der Oberfläche verschiedener Silberprismen. Die rauhe Oberfläche des linken Prismas hatte einen sehr hohen Streulichtanteil und daher eine geringe Resonanzüberhöhung des Oberflächenplasmons zur Folge.

Die Propagationslänge χ (Gl. 3.10) des Oberflächenplasmons beträgt etwa 145 nm. Abb. 3.11 zeigt den Überhöhungsfaktor T als Funktion der Schichtdicke. Die optimale Dicke einer Schicht mit einer Dielektrizitätskonstanten von $\epsilon = -24.4 + 0.913i$ liegt gerade bei dem tatsächlichen Wert von 56 nm.

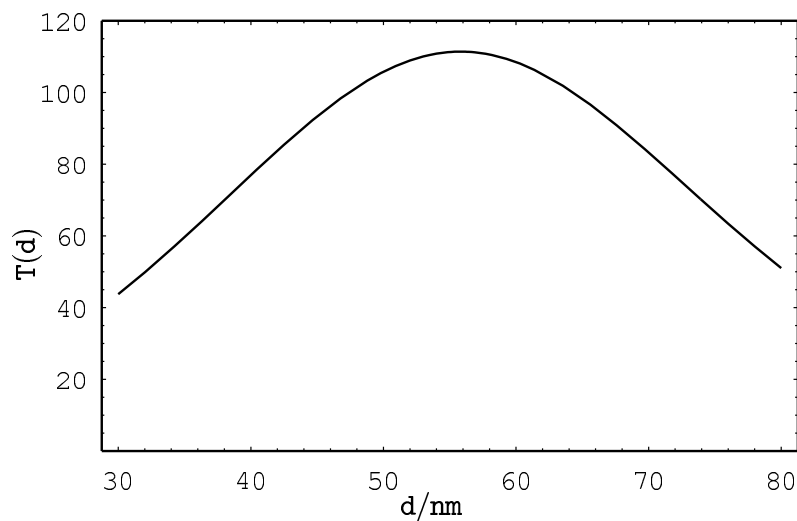


Abbildung 3.11: Überhöhung T als Funktion der Schichtdicke d einer Silberschicht mit der Dielektrizitätskonstanten $\epsilon = -24.4 + 0.913i$.

Goldschichten

Beim Aufdampfen der Goldschichten wurden eine ähnliche Reinigungsprozedur angewendet wie bei den Silberschichten. Das Aufdampfen erfolgte diesmal in einer Anlage von Balzers. Auch hier wurde eine dünne (ca. 1 nm) Chromschicht zur Verbesserung der Haftung aufgebracht. Die mit einem Schwingquarz bestimmte Dicke der Goldschicht betrug 58 nm.

Die Charakterisierung der Goldschichten erfolgte an einem Referenzprisma mit ähnlichen Eigenschaften wie das im Experiment verwendete. Eine mehrwöchige Lagerung der Prismen an Luft hatte offenbar kein Degradieren der Goldschichten zur Folge.

Abb. 3.12 zeigt eine ATR-Messung an einer Goldschicht. Hier ist auch deutlich der Winkel der Totalreflexion zu erkennen. Ein Fit von R an die Meßwerte ergab bei dieser Messung für die Dielektrizitätskonstante einen Wert von $\epsilon = -20.4 + 1.11 i$. Vergleichswerte aus der Literatur, $\epsilon = -24.9 + 1.67 i$ [90], $\epsilon = -23.1 + 2.08 i$ [94] und $\epsilon = -24.8 + 2.0 i$ [95], weisen einen etwas größeren Imaginärteil auf. Alle Referenzen beobachten bei einer Wellenlänge von 715 nm eine Abnahme des Realteil- und des Imaginärteils von ϵ um 30 %. Diese qualitative Abhängigkeit von der Wellenlänge wurde auch für die Abschätzung der Parameter bei den Werten für 715 nm in Tabelle 3.1 angenommen.

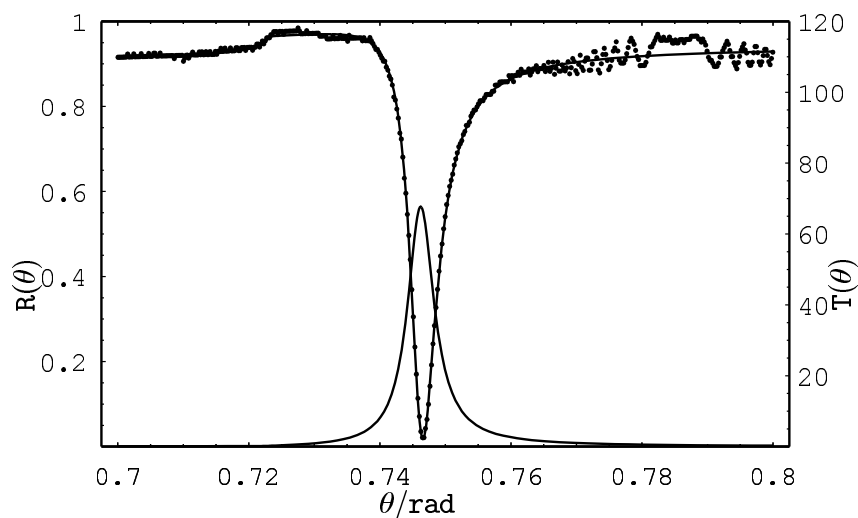


Abbildung 3.12: ATR-Messung einer Goldschicht. Zusätzlich sind die Fits $R(\theta)$ der Reflektivität und die daraus erhaltene Überhöhung $T(\theta)$ einer Goldschicht eingetragen. Aus dieser Messung wurde die Dielektrizitätskonstante der Goldschicht zu $\epsilon = -20.4 + 1.11 i$ ermittelt.

Eine rasterkraftmikroskopische Untersuchung der Rauigkeit ergab für die Oberfläche der Goldschicht keinen größeren Wert als für die blanke Glasoberfläche, der unterhalb von 1 nm lag. Darauf ist wohl der wesentlich geringere Streulichtanteil von Goldschichten im Vergleich zu Silber zurückzuführen. Die Propagationslänge χ (Gl. 3.10) des Oberflächenplasmons liegt hier bei 115 nm. Abb. 3.13 zeigt die Überhöhung als Funktion der Schichtdicke einer Goldschicht mit einer Dielektrizitätskonstanten $\epsilon = -20.4 + 1.11 i$. Die optimale Schichtdicke bei maximaler Überhöhung hat

einen Wert von 55 nm.

In Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Parameter für Gold- und Silberschichten zusammengefaßt. Die Werte für die Dielektrizitätskonstanten bei einer Wellenlänge von 715 nm wurden anhand der Werte bei 812 nm und Literaturwerten – wie oben erläutert – geschätzt. Bemerkenswert ist die geringe Abklinglänge bei 715 nm für eine Goldschicht.

Die Schichten wurden hier für die Wellenlänge des Reflexionslasers von 812 nm optimiert und charakterisiert. Da das Experiment aber im wesentlichen durch die verfügbare Leistung des Transferlasers bei 715 nm beschränkt ist, sollte in Zukunft die Optimierung der Schichten für diese Wellenlänge erfolgen. Zur Zeit werden Versuche [96] unternommen, die Intensität und Abklinglänge der Oberflächenplasmonen direkt mit einem nahfeldoptischen Mikroskop [97] zu messen.

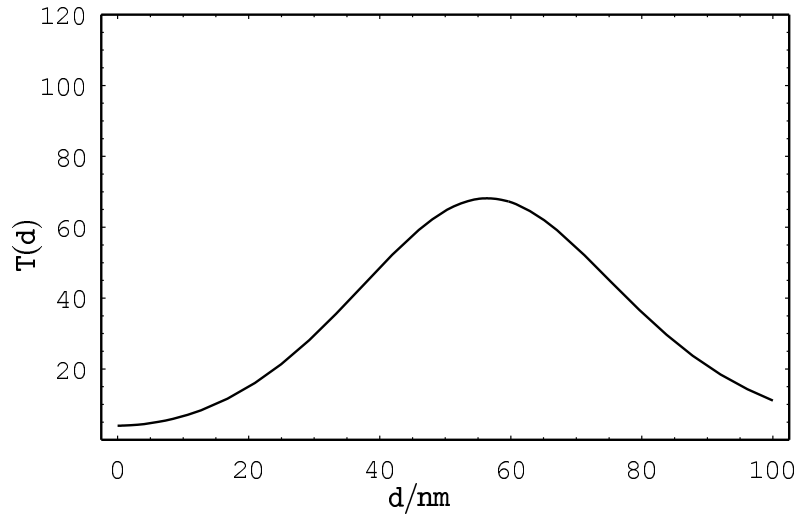


Abbildung 3.13: Überhöhung T als Funktion der Schichtdicke d einer Goldschicht mit der Dielektrizitätskonstanten $\epsilon = -20.4 + 1.11 i$.

Die ATR-Messung erlaubt keine direkte Bestimmung des in Richtung des Vakuums gestreuten Lichtes, da sie, wie oben erwähnt, nicht zwischen den verschiedenen Dämpfungsprozessen unterscheiden kann. Um den Einfluß des Streulichtes auf den Reflexionsprozeß der Atome abzuschätzen, wurde das von der Prismenoberfläche ausgehende Streulicht mit einer geeichten Photodiode direkt gemessen. Die Detektorfläche wurde mit einer Apertur vom Radius $\Delta r = 0.6$ mm definiert, was in etwa dem Waist $w = 0.77$ mm des Lasers entspricht. Die Detektorposition wurde anschließend senkrecht zur Prismenoberfläche variiert (s. Abb. 3.14). Die so für die mittlere Intensität des von der Prismenoberfläche gestreuten Lichtes erhaltenen Werte wurden auf die einfallende Intensität des Lasers geeicht. An der Prismenoberfläche hat die Lichtintensität ebenfalls ein Gaußsches Profil mit den Strahltaillen $w_x = w$ und $w_y = (\cos \theta_0)^{-1} w$. An die Daten wurde anschließend die Funktion

$$I_{sc}(z) = I_{sc0} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\Delta r}{z}\right)^2 + 1}} \right) \quad (3.11)$$

	Silber		Gold	
	812 nm	715 nm	812 nm	715 nm
$\text{Re}(\epsilon)$	-25.5 ± 0.2	-25.5	-20.6 ± 0.2	-14.3
$\text{Im}(\epsilon)$	0.97 ± 0.04	0.97	1.14 ± 0.03	0.78
θ_0/rad	$0.7414 \pm 4 \cdot 10^{-4}$	0.7412	$0.7460 \pm 2 \cdot 10^{-4}$	0.7567
$T(\theta_0)$	92 ± 3	62	67 ± 1	56
$\frac{1}{2} \zeta \text{ nm}$	315 ± 4	279	282 ± 2	205

Tabelle 3.1: Aus ATR-Messungen gewonnene charakteristische Parameter für Gold und Silberschichten bei 812 nm und 715 nm. Eingetragen sind Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätskonstanten ϵ , die Abklinglänge des Oberflächenplasmons $\frac{1}{2} \zeta$ (Gl. 3.9), der Winkel θ_0 und der Betrag $T(\theta_0)$ (Gl. 3.8) der maximalen Feldüberhöhung. Die angegebenen Werte wurden durch Mittelung über Messungen an verschiedenen Prismen und an verschiedenen Positionen der Metallschicht erhalten.

gefittet, die einer ebenen Lichtquelle konstanter Intensität $I_{\text{sc}0}$ und einer isotropen Abstrahlcharakteristik in den Halbraum entspricht (s. Abb. 3.15).

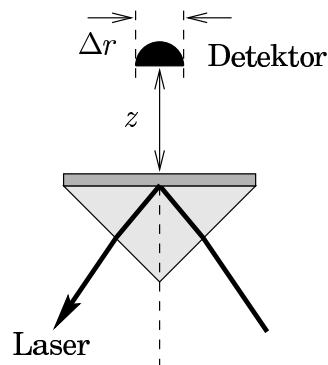


Abbildung 3.14: Streulichtmessung mit einer geeichten Photodiode als Funktion des Abstandes z vom Prisma.

Als Fitparameter ging hierin nur der absolute Wert für die Intensität $I_{\text{sc}0}$ ein. Aus der guten Übereinstimmung des Fits mit den Meßwerten darf man folgern, daß die Abstrahlcharakteristik des vom Plasmon an der Oberfläche gestreuten Lichtes von einem isotropen Anteil dominiert wird. Da im Experiment nur der senkrechte Anteil des Streulichtes eine Rolle spielt, wurde auf eine Charakterisierung als Funktion des Winkels verzichtet. Die gefittete Kurve wurde extrapoliert, um die Streulichtintensität unmittelbar an der Oberfläche zu erhalten; er beträgt 0.44% bezogen auf die Intensität des einfallenden Laserlicht am Ort des Plasmons und liegt damit um einen Faktor 5 unterhalb des Wertes von Silber.

Eine Messung mit einer großflächigen Photodiode unmittelbar vor der Oberfläche ergab einen vergleichbaren Anteil. Der unterschiedliche Streulichtanteil bei Gold und Silber wird hier hauptsächlich von der Rauigkeit der Metalloberfläche bestimmt. Interessant wäre ein Vergleich mit einer glatten Silberschicht, wo lokale Variationen im

Brechungsindex zu Streulicht führen können [93] oder mit Gold-Silber-Schichtsystemen [94].

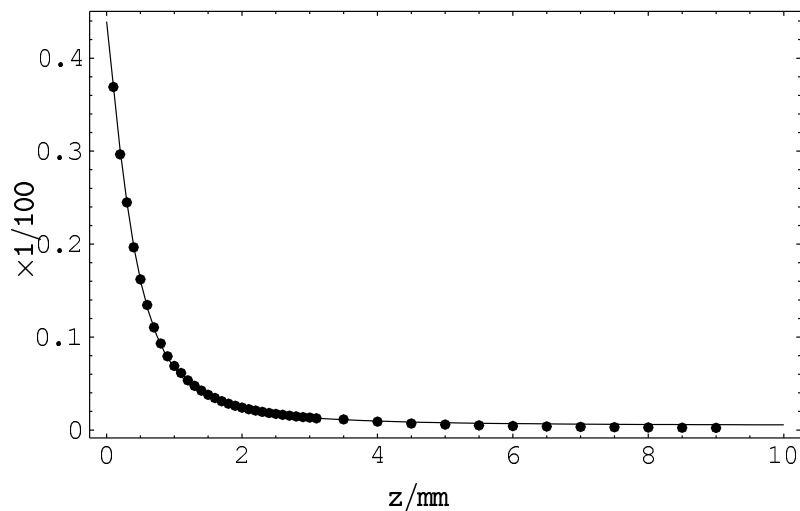


Abbildung 3.15: Streulichtintensität I_{st} als Funktion des Abstandes z senkrecht zum Prisma. Die Intensität ist auf die Intensität des einfallenden Laserlichtes geeicht. Näheres s. Text.

3.4 Orts- und zeitauflösendes Detektorsystem

Der Nachweis von Atomen erfolgt in der Regel mit optischen Methoden. Der Zustand $1s_5$ von Ar^* besitzt einen geschlossenen optischen Übergang bei 812 nm, der zur Beobachtung der Atome in der MOT mit einem triggerbaren CCD-Kamerasystem genutzt wurde. Der Zustand $1s_3$ dagegen, in dem sich die Atome im Wellenleiterpotential befinden, besitzt keinen geschlossenen Übergang, wodurch der optische Nachweis schwierig und ineffizient würde. Die innere Energie von 12 eV von Ar^* im Zustand $1s_3$ oder $1s_5$ ermöglicht es jedoch, die Atome mit hoher Effizienz direkt nachzuweisen: Beim Kontakt mit einer Metalloberfläche zerfällt das Ar^* -Atom in den Grundzustand $1s_0$. Dabei wird mit hoher Wahrscheinlichkeit seine innere Energie in die Emission eines Auger-Elektrons übergeführt. Dieses einzelne Elektron läßt sich effizient und mit hoher zeitlicher Auflösung direkt mittels eines Sekundärelektronenvervielfachers oder – wie hier realisiert – über ein elektronenoptisches Abbildungssystem zusätzlich mit räumlicher Auflösung mittels eines Vielkanal-Platten-Detektors und einer Widerstandsanode nachweisen.

Die für die Generierung der Oberflächenplasmonen und als Spiegel für die stehende Welle des Wellenleiterpotentials mit einer Metallschicht versehene Oberfläche des Prismas dient so gleichzeitig als Konversionselektrode zum Nachweis der Ar^* -Atome. Systembedingt ist dieses Verfahren allerdings destruktiv, da die nachgewiesenen Atome nach dem Zerfall in den Grundzustand nicht mehr angeregt und im Wellenleiterpotential gespeichert werden können. Nicht destruktive „in situ“ Messungen sind auf diese Weise also nicht möglich.

3.4.1 Nachweis metastabiler Edelgasatome

Falls Edelgasatome in einem elektronisch angeregten metastabilen Zustand in Kontakt mit einer Metalloberfläche kommen, zerfallen sie mit einer Wahrscheinlichkeit von fast 100% in den Grundzustand. Da die Anregungsenergie von Ar^* mit 12 eV in der Regel größer als die Austrittsarbeit eines Metalles von einigen eV ist, wird hierbei meist ein Elektron emittiert.

Dieser Mechanismus wurde überwiegend an thermischen Atomstrahlen untersucht [98, 99]. Er hängt sehr stark ab von Art und Beschaffenheit der Oberflächen und findet daher Anwendung in der Oberflächenanalyse [100]. Dabei wurden verschiedene Auslösemechanismen beobachtet:

- Die direkte Emission eines Elektrons aus dem Metall,
- ein zweistufiger Prozeß, bestehend aus einer Resonanzionisation gefolgt von einer Auger-Neutralisation (RI+AN) sowie
- eine sog. Auger-Abregung oder Penning Ionisation (AD).

Bei Experimenten mit Atomen im Triplettzustand oder in der Gasphase kommen nur die beiden letzteren Prozesse vor [101]. Bei blanken Metalloberflächen überwiegt der Prozeß RI+AN, bei adsorbatbedeckten Schichten überwiegt der Prozeß AD. Eine elastische Reflexion von Ar^* erfolgt nur mit einer Wahrscheinlichkeit von $\lesssim 10^{-4}$ [102]. Abb. 3.16 zeigt schematisch den Ablauf beider Prozesse.

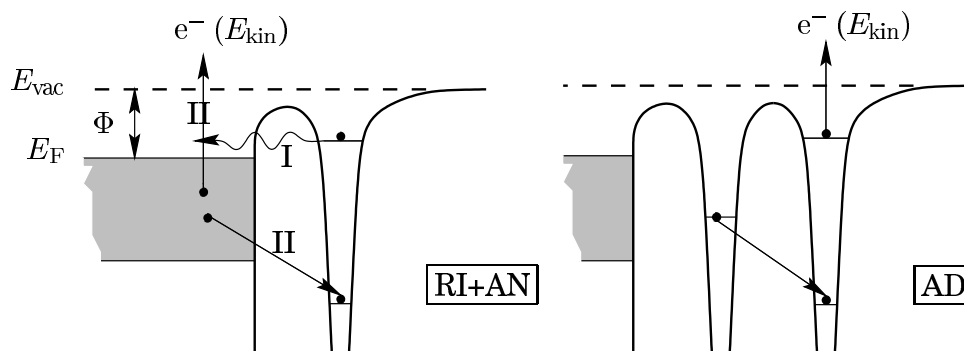


Abbildung 3.16: Abregungsmechanismen von Ar^* -Atomen an einer Metalloberfläche. (a) An blanken Metalloberflächen führt ein zweistufiger Prozeß zur Abregung von Ar^* in den Grundzustand: Eine Resonanzionisation (RI) ionisiert das Ar^* -Atom, das entstandene Ar^+ -Ion wird anschließend durch Auger-Neutralisation (AN) in den Grundzustand Ar übergeführt, wobei ein Elektron e^- aus dem Metall emittiert werden kann. (b) Bei adsorbatbedeckten Schichten führt eine Auger-Abregung (AD), ein Prozeß ähnlich der Penningionisation, zur Emission eines Elektrons (nach Ref. [103]).

Resonanzionisation und Auger-Neutralisation

Die Austrittsarbeit Φ von Edelmetalloberflächen liegt bei 4–6 eV (Au: 5.1 eV), die Ionisierungsenergie von metastabilen Edelgasatomen ebenfalls (Ar^* : 4.2 eV). Daher ist eine resonante Ionisation des metastabilen Atoms durch Tunneln des angeregten Elektrons in unbesetzte Energieniveaus oberhalb der Fermienergie E_F sehr wahrscheinlich. Die effektive Ionisierungsenergie³ des metastabilen Atoms vor der Oberfläche muß deshalb kleiner sein als die Austrittsarbeit, ferner müssen die Wellenfunktion des Elektrons und der freien Niveaus im Metall einen guten Überlapp aufweisen. Anschließend erfolgt vor der Oberfläche eine Neutralisation des Ions durch einen Auger-Prozeß, wobei ein Elektron der kinetischen Energie $E_{\text{kin}} = e\Phi_0$ emittiert wird. Die Auger-Neutralisation führt zu einer breiten Energieverteilung des emittierten Elektrons.

Auger-Abregung

Bei von adsorbatbedeckten Oberflächen ist der Überlapp der Wellenfunktion des angeregten Elektrons mit den freien Niveaus im Metall klein, so daß keine Resonanzionisation erfolgen kann. Die Abregung des metastabilen Zustands erfolgt hier ganz analog der Penning-Ionisation in der Gasphase, deshalb spricht man hier auch von „Oberflächen-Penning-Ionisation“ (SPI). Die Energieverteilung des emittierten Elektrons kann hier sehr schmal sein. Auger-Abregung tritt auch in dem Fall auf, daß die effektive Ionisierungsenergie des Atoms größer ist als die Austrittsarbeit. In diesem Fall tunnelt ein Elektron aus dem Metall direkt in den Zustand $1s_0$ des Atoms, wobei das angeregte Elektron emittiert wird.

Das vorliegende System befindet sich in einer UHV-Umgebung bei einem Restgasdruck $\leq 5 \cdot 10^{-9}$ mbar; welcher Auslösemechanismus überwiegt, läßt sich nicht mit Sicherheit angeben. Für den Nachweis der Ar^* -Atome von Bedeutung sind auch nur die Zeitskala, auf der der Prozeß stattfindet, die Auslösewahrscheinlichkeit eines Elektrons und dessen kinetische Energie:

- Die Zeitskala, auf der RI+AN stattfindet, liegt für Ar^* bei einer Größenordnung von 10^{-16} s, von AD bei 10^{-13} s [103] und kann damit gegen die typischen Zeitskalen aller anderen betrachteten Prozesse vernachlässigt werden.
- Die Auslösewahrscheinlichkeiten eines Elektrons differieren für beide Prozesse, wobei die angegebenen Werte insbesondere für die Auger-Abregung schwanken. Angegeben werden für Goldoberflächen Werte von 0.007(!) bis 0.66 (s. Ref. [104] und Ref. dort). Die Auslösewahrscheinlichkeit für die beiden metastabilen Zustände $1s_3$ und $1s_5$ ist dagegen wohl annähernd gleich, da die Differenz zwischen beiden Anregungsenergien klein gegen ihre Differenz zur Austrittsarbeit ist [105].
- Ähnliches gilt für das Energiespektrum; sicher ist die kinetische Energie E_{kin} des emittierten Elektrons aber kleiner als die Differenz zwischen der Austrittsarbeit

³Die Energieniveaus eines Atoms verschieben und verbreitern sich in der Nähe einer Oberfläche [99], etwa von dem Abstand an, an dem auch die van der Waals-Wechselwirkung spürbar wird.

des Metalls und der Anregungsenergie $e\Phi_0$ von Ar^* , so daß der Wert von $e\Phi_0$ als kleiner 7 eV angenommen werden kann.

3.4.2 Elektronenoptik

Der Nachweis der Ar^* -Atome im Wellenleiterpotential erfolgt destruktiv über Auger-Elektronen, die bei der Abregung der Atome in den Grundzustand nach Kontakt mit der Goldoberfläche des Prismas frei werden. Die Detektion der Atome sollte sowohl mit räumlicher und zeitlicher Auflösung erfolgen und muß einer Reihe von Anforderungen hinsichtlich der maximalen Zählrate, der UHV-Kompatibilität und einer Vielzahl geometrischer Randbedingungen – Atomstrahl, Laserstrahlen von Zeeman-Slower, MOT, etc. – gerecht werden. Weiterhin ist der Einfluß der elektrischen oder magnetischen Felder zu berücksichtigen, den die elektronenoptischen Linsen auf die Atome in der MOT bzw. im Wellenleiter haben.

Meist werden bei der Realisation elektronenoptischer Abbildungssysteme magnetische Linsen gegenüber elektrostatischen wegen ihrer vorteilhafteren optischen Eigenschaften und einfacheren Handhabbarkeit bevorzugt. Magnetische Felder verursachen jedoch eine vergleichsweise größere Störung der atomaren Niveaus und würden den Einsatz von Magnetspulen im Vakuum erfordern. Unter Berücksichtigung aller Faktoren erschien es vorteilhaft, die Elektronenoptik ausschließlich mit elektrostatischen Linsenelementen zu realisieren; für das erste Element, die Beschleunigungsstrecke von der Konversionselektrode zur Aperturlinse, kommt ohnehin nur ein elektrisches Feld in Frage. Magnetische Linsenelemente könnten ferner zu Störungen beim Betrieb von MOT und optischer Melasse führen; die Atome im Zustand $1s_3$ im Wellenleiterpotential sind jedoch unempfindlich gegenüber Magnetfeldern.

Gewöhnliche Sekundärelektronenvervielfacher, wie Channeltron-Verstärker, bieten keine direkte räumliche Auflösung. Diese ließe sich zwar mit einer verfahrbaren Blende vor dem Detektor realisieren, was jedoch nur eine sequentielle Abrasterung des Gesichtsfeldes ermöglichen und – insbesondere in zwei Dimensionen – zu einem nicht akzeptablen Zeitaufwand für eine komplette Messung führen würde. Für den parallelen ortsauflösenden Nachweis eignen sich Vielkanalplatten (*Multichannel Plates*, kurz MCPs), die als paralleles System von Sekundärelektronenvervielfachern angesehen werden können. In diesen werden einzelne Elektron lawinenartig zu Elektronenwolken verstärkt, die dann z. B. mittels eines Fluoreszenzschirms und einer CCD-Kamera beobachtet werden können. Dieses Verfahren bietet aufgrund der Nachleuchtzeit der Fluoreszenzschicht nur eine geringe zeitliche Auflösung. Alternativ kann für den räumlich aufgelösten Nachweis der Elektronen anstelle der Fluoreszenzschicht auch eine Widerstandsanode (*Resistive Anode Encoder*, kurz RAE) verwendet werden, die zudem eine hohe zeitliche Auflösung bietet.

Im folgenden werden die elektronenoptischen Grundlagen elektrostatischer Linsensysteme erläutert, die zur Beschreibung der Abbildung erforderlich sind. Es werden nur die Eckpunkte der Theorie präsentiert; eine ausführliche Darstellung findet sich in der mehrbändigen Monographie von Hawkes und Kasper [106, 107]. Das Konzept der Elektronenoptik baut auf dem Design von Kurtsiefer [108] auf.

Paraxiale Elektronenoptik

Die Trajektorien der Elektronen in einem elektronenoptischen Linsensystem ergeben sich aus der Lorentz-Gleichung

$$\dot{\mathbf{g}}(\mathbf{r}) = \frac{d}{dt}(m \mathbf{v}(\mathbf{r})) = e \mathbf{E}(\mathbf{r}). \quad (3.12)$$

mit dem – vom kanonischen zu unterscheidenden – kinetischen Impuls $\mathbf{g} = m\mathbf{v}$, der Geschwindigkeit $\mathbf{v} = \dot{\mathbf{r}}$ und der elektrischen Feldstärke $\mathbf{E}(\mathbf{r})$. Der Punkt $\dot{}$ bedeutet hier die Ableitung nach der Zeit, $\frac{d}{dt}$. Die Gleichung ist mit der Masse $m = \gamma(\mathbf{r}) m_0$ im relativistischen Sinne korrekt. Hierbei bezeichnen

$$\beta(\mathbf{r}) = \frac{v(\mathbf{r})}{c} \quad \text{und} \quad \gamma(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta(\mathbf{r})^2}} \quad (3.13)$$

die relativistischen Parameter und m_0 die Ruhemasse eines Elektrons. Nach Multiplikation von Gl. 3.12 mit $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ und Integration über die Zeit erhält man die Gleichung für die kinetische Energie T ,

$$T(\mathbf{r}) + e \Phi(\mathbf{r}) = E_0 = m_0 c^2 (\gamma(\mathbf{r}) - 1), \quad (3.14)$$

wobei das elektrostatische Potential $\Phi(\mathbf{r})$ definiert ist durch $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla\Phi(\mathbf{r})$. Substitution von $\gamma(\mathbf{r})$ durch $v(\mathbf{r})$ in Gl. 3.14 liefert die Strahlgleichung für Elektronen⁴:

$$g(\mathbf{r}) = |\mathbf{g}(\mathbf{r})| = \sqrt{2 m_0 T \left(1 + \frac{T}{2 m_0 c^2}\right)} =: \sqrt{2 m_0 e \hat{\Phi}(\mathbf{r})}. \quad (3.15)$$

In der letzten Definition wird das „Beschleunigungspotential“

$$\hat{\Phi}(\mathbf{r}, \Phi_0) = (\Phi_0 + \Phi(\mathbf{r}))(1 + \epsilon(\Phi_0 + \Phi(\mathbf{r}))) \quad (3.16)$$

eingeführt, durch das sich alle kinematischen Funktionen einfach ausdrücken lassen. Der relativistische Korrekturfaktor ϵ skaliert mit der inversen Elektronenruhemasse gemäß

$$\epsilon = \frac{e}{2 m_0 c^2} = \frac{1}{2 \cdot 511 \text{ keV}}. \quad (3.17)$$

Die nichtrelativistische Näherung ($v \lesssim 0.1c$) ist bis zu Beschleunigungsspannungen $\lesssim 5 \text{ kV}$ erfüllt; hier wird sie auch für etwas höhere Spannungen von bis zu 7.5 kV herangezogen. Die Durchflugszeit eines Elektrons beträgt bei diesen Spannungen nur einige 10 ns . Die Anfangsenergie $e \Phi_0$ des Elektrons führt zu einem Abbildungsfehler analog der chromatischen Aberration in der Lichtoptik; diese Unschärfe läßt sich in der Objektebene durch einen „Zerstreuungskreis“ [109] vom Radius

$$\delta = \frac{\Phi_0}{E} \quad (3.18)$$

⁴In rein elektrostatischen Linsensystemen lassen sich durch reines Umpolen der Spannungen auch positive Ionen anstelle der Elektronen abbilden. Die Ionen bewegen sich dabei auf den gleichen Trajektorien wie die Elektronen, ihre Geschwindigkeit ist jedoch aufgrund ihrer höheren Masse geringer

beschreiben. Die Feldstärke im Bereich der Extraktionselektrode liegt bei einer Beschleunigungsspannung von 7.5 kV und einem Elektrodenabstand von 18 mm bei etwa $E \approx 4 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ und führt zu einem Zerstreungskreisradius von ca. $\delta \approx 0.02$ mm. Hierbei wurde $e\Phi_0$ als kleiner der Anregungsenergie von Ar^* von 12 eV angenommen; tatsächlich reduziert sich dieser Wert um die Austrittsarbeit der Metalloberfläche (s. hierzu Abschn. 3.4.1). Für bezüglich z rotationssymmetrische statische Feldkonfigurationen läßt sich das Potential $\Phi(\mathbf{r}) = \Phi(r, z)$ um $r = \sqrt{x^2 + y^2} = 0$ in der sog. „paraxialen Näherung“ in eine Potenzreihe entwickeln:

$$\Phi(r, z) = \phi(z) - \frac{1}{4} r^2 \phi''(z) + O(r^4), \quad \text{mit } \phi(z) := \Phi(0, z). \quad (3.19)$$

Der Akzent ' bedeutet hier die Ableitung $\frac{\partial}{\partial z}$. Vernachlässigung der Terme höherer Ordnung in ϵ und Φ_0 , d. h. in nichtrelativistischer Näherung und unter Vernachlässigung einer „chromatischen“ Aberration aus den Gln. 3.16 und 3.15 ist das Beschleunigungspotential identisch mit dem elektrostatischen Potential: $\tilde{\Phi}(\mathbf{r}) \equiv \Phi(\mathbf{r})$. Aus den Gl. 3.15 und 3.19 erhält man die paraxiale Strahlgleichung

$$r''(z) + \frac{\phi'(z)}{2\phi(z)} r'(z) + \frac{\phi''(z)}{4\phi(z)} r(z) = 0, \quad (3.20)$$

wobei $\phi(z) = \Phi(0, z)$. Durch die Substitution $\rho = r \phi^{\frac{1}{4}}$ und Berücksichtigung von Termen bis zur 2. Ordnung läßt sich Gl. 3.20 überführen in die Beziehung

$$\rho''(z) = -G(z) \rho(z) \quad \text{wobei} \quad G(z) = \frac{3}{16} \left(\frac{\phi'(z)}{\phi(z)} \right)^2, \quad (3.21)$$

die unmittelbar die Berechnung der Elektronenbahnen aus Kenntnis des elektrostatischen Potentials auf der z -Achse erlaubt. Es läßt sich zeigen, daß $G(z)$ im wesentlichen, d. h. für große Absolutwerte $|z|$, nicht-negativ ist und deshalb Elektronenlinsen für $|z| \rightarrow \infty$ immer konvergent wirken [106]. I. allg. handelt es sich bei Elektronenlinsen um *Immersionlinsen*, da sich die Felder über die geometrischen Abmessungen der Linsen hinaus ausdehnen und sich Objekt und Bild häufig im Wirkungsbereich der Felder befinden. In der paraxialen geometrischen (Elektronen-) Optik greift man daher zur Beschreibung der Abbildungseigenschaften optischer Elemente auf asymptotische Trajektorien zurück (s. Abb. 3.17).

Transfermatrizen

Mittels asymptotischer Trajektorien läßt sich ein elektronenoptisches System ganz analog dem Formalismus in der geometrischen Optik [110] durch eine Transfermatrix (auch ABCD-Matrix) in der Form

$$\begin{pmatrix} r_i \\ r'_i \end{pmatrix} = \mathbf{T} \begin{pmatrix} r_o \\ r'_o \end{pmatrix}, \quad \text{wobei} \quad \mathbf{T} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}, \quad (3.22)$$

beschreiben. $r_{i,o}$ und $r'_{i,o}$ bezeichnen den Abstand von der Achse und die Steigung der Trajektorie auf der Bild- bzw. Objektseite. Die Koeffizienten A, B, C und D der Matrix ergeben sich als Lösung der Gleichung 3.15. Die Transfermatrix eines aus einzelnen

Komponenten zusammengesetzten Systems läßt sich als Produkt der Transfermatrizen der Komponenten schreiben. Diese werden meist mittels der Kardinalelemente, den objekt- bzw. bildseitigen Brennweiten f_o und f_i und den entsprechenden Schnittpunkten der Hauptebenen mit der Achse, z_o und z_i beschrieben; da die Kardinalelemente einer elektronenoptischen Linse mit den angelegten Spannungen variieren, ist es günstig, die Transfermatrix relativ zu einer ausgezeichneten Ebene der Linse zu definieren (z. B. den Spalt zwischen den Zylindern bei einer Zylinderlinse, s. u.):

$$\begin{aligned} A &= \frac{z_i}{f_i}, & B &= \frac{1}{f_o} + \frac{z_o z_i}{f_i}, \\ C &= -\frac{1}{f_i} & \text{und } D &= -\frac{z_o}{f_i}. \end{aligned} \quad (3.23)$$

Für den freien Propagator einer Distanz d gilt z. B. einfach $A = D = 1$, $C = 0$ und $D = d$. Aus der Transfermatrix des gesamten Systems lassen sich dann die Verfahren der geometrischen Optik anwenden, um die Lage des Bildes, die Vergrößerung etc. zu bestimmen. Die Brennweiten $f_{i,o}$ und die Lagen der Hauptebenen $z_{i,o}$ der verwendeten Linsen werden im folgenden ermittelt.

Aperturlinse

Das erste Element des elektronenoptischen Abbildungssystems ist eine elektrostatische Linse in Form einer *Apertur-* oder *Lochlinse* (vgl. Abb. 3.18). Diese ist hier durch eine Extraktionselektrode gegeben, in der sich eine kreisförmige Apertur befindet, deren Durchmesser groß gegenüber der Dicke der Elektrode sein soll. In der paraxialen Näherung werden die Eigenschaften der Aperturlinse von den – idealerweise homogenen – elektrischen Feldern links und rechts der Elektrode sowie deren Potential bestimmt.

Beim Kontakt der Ar^* -Atome mit der Prismenoberfläche, die hier als Konversionselektrode fungiert, wird bei der Abregung der Atome in den Grundzustand aus der Konversionselektrode ein Auger-Elektron emittiert. Dieses Elektron wird im elektrischen Feld zwischen der Konversionselektrode und einer Extraktionselektrode beschleunigt. Der Verlauf der Äquipotentiallinien einer solchen Anordnung ist in Abb. 3.18 gezeigt. Der Raum rechts von der Extraktionselektrode ist (idealerweise) feldfrei.

Das elektrostatische Potential auf der Achse $\phi(z)$ einer Aperturlinse lautet nach Ref. [106], Gl. 35.1a, mit den Bezeichnungen von Abb. 3.18

$$\phi(z) = \phi_2 - \frac{1}{2} E z + \frac{1}{\pi} E R \left(\frac{|z|}{R} \arctan \frac{|z|}{R} + 1 \right). \quad (3.24)$$

Konventionsgemäß wird das Potential der Konversionselektrode als Nullpunkt definiert: $\phi_1 = 0$. In der paraxialen Näherung nach Gl. 3.20 ergeben sich hieraus die Positionen der Hauptebenen $z_i = z_o = 0$ und die Brennweiten $f_i = f_o = 4\phi_2/E$. Mit $\phi_1 = 0$, $\phi_2 = U$ und $E = -U/d$ ergibt sich die Brennweite einer Aperturlinse zu $f = f_{i,o} = -4d$. Die Brennweite hängt somit nur vom Abstand zwischen Konversions- und Extraktionselektrode ab, die Aperturlinse wirkt also divergent bzw. defokussierend. Die obige Aussage, jede Elektronenlinse sei konvergent (vgl. Gl.3.21), gilt im Falle einer Aperturlinse erst für unendlich große Abstände $|z| \rightarrow \infty$.

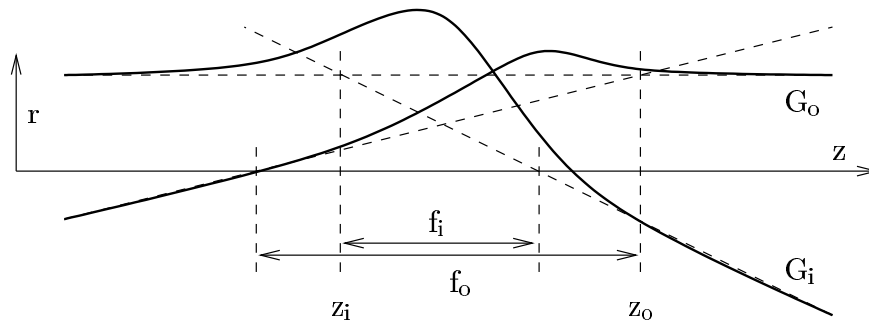


Abbildung 3.17: Trajektorien der Elektronenbahnen (G_i und G_o) in einem elektronenoptischen Element. Im sich links und rechts davon anschließenden Raum werden die Trajektorien durch Asymptoten angenähert. Eingezeichnet sind die objekt- und bildseitigen Lagen der Kardinalpunkte (Brennweiten $f_{i,o}$ und Hauptebenen $z_{i,o}$).

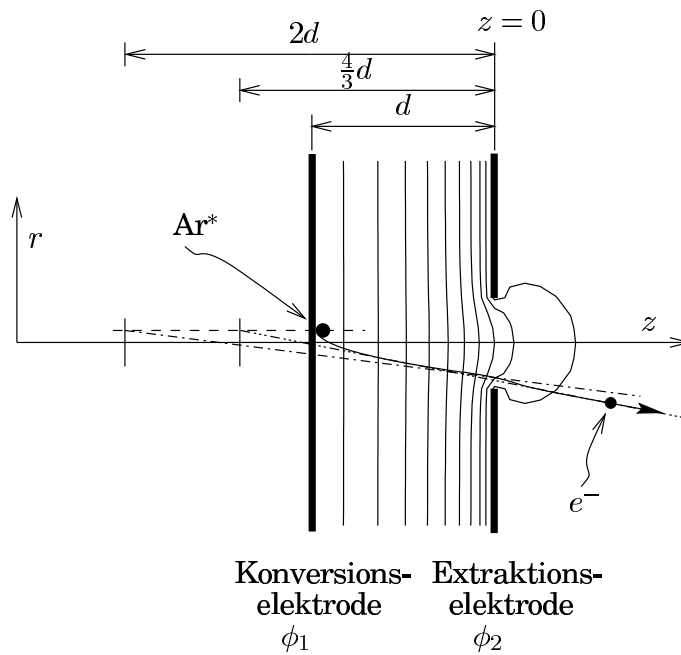


Abbildung 3.18: Äquipotentiallinien bei einer Aperturlinse in logarithmischer Darstellung. Bei der Abregung von Ar^* an der Konversionselektrode wird ein Auger-Elektron e^- emittiert. Dessen endliche Anfangsenergie $e\Phi_0$ führt im homogenen Bereich des elektrischen Feldes $E = \frac{1}{d}(\phi_1 - \phi_2)$ zu parabelförmigen Trajektorien. Die zugehörigen Asymptoten schneiden sich in einem virtuellen Ursprungsort des Elektrons bei $z = -2d$. Der inhomogene Feldbereich der Aperturlinse hat eine defokussierende Wirkung, so daß der virtuelle Ursprungsort des Elektrons schließlich bei $z = -\frac{4}{3}d$ liegt.

Die Koeffizienten ihrer Transfermatrix lauten:

$$\begin{aligned} A &= 1, & B &= 0, & (3.25) \\ C &= -\frac{1}{f} = \frac{1}{4d} & \text{und } D &= 1. \end{aligned}$$

In der Praxis führt die defokussierende Wirkung zu einer Verringerung der Vergrößerung der elektronenoptischen Abbildung. Aufgrund ihrer Anfangsenergie $e\Phi_0$ besitzen die Elektronen eine endliche Anfangsgeschwindigkeit, deren Betrag und Richtung variieren können. Dies führt einerseits zu der Parabelform der Trajektorien in dem quasi homogenen Feldbereich zwischen den beiden Elektroden und andererseits zu dem „chromatischen“ Abbildungsfehler aus Gl. 3.18, der aus der Unschärfe in der Bestimmung des – virtuellen – Ursprungsortes des Elektrons herrührt.

Der Durchmesser der Aperturlinse in der hier verwendeten Linsenkonfiguration ist mit 3 mm groß gegenüber der Dicke der Linse von 0.5 mm, so daß die hier herangezogene Näherung einer dünnen Elektrode erfüllt ist. Der Abstand der Elektroden mußte mit $d = 18$ mm relativ groß gewählt werden, da zwischen Konversions- und Extraktionselektrode noch Platz für die Laserstrahlen der magneto-optischen Falle vorzusehen war.

Zylinderlinse (Rohrlinse)

Der Ausdruck Zylinderlinse bezieht sich in der Elektronenoptik nicht auf die abbildenden Eigenschaften der Linse, sondern auf ihre zylindrische äußere Form. Da hier für die Kardinalpunkte andere Ausdrücke als die in Ref. [106] angegebenen erhalten wurden, wird deren Herleitung im folgenden etwas ausführlicher behandelt. Die Abbildungseigenschaften einer Zylinderlinse lassen sich analytisch beschreiben, falls folgende Voraussetzungen erfüllt sind (vgl. Abb. 3.19):

- Der Abstand S der Linsenelemente muß klein gegenüber ihrem Radius R sein⁵, und
- die Länge der Linsenelemente muß von derselben Größenordnung sein wie ihr Radius.

Gegenüber der Konversionselektrode, die den Potentialnullpunkt definiert, sollen die beiden Linsenelemente der Zylinderlinse auf den Potentialen ϕ_1 und ϕ_2 liegen; der Radius der Elemente betrage R . Der Potentialverlauf $\Phi(r, z)$ innerhalb der Zylinderlinse ist dann gegeben durch

$$\Phi(r, z) = \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} + \frac{\phi_2 - \phi_1}{\pi} \int_0^\infty \frac{I_0(tr)}{I_0(tR)} \frac{\sin(tz)}{t} dt. \quad (3.26)$$

Abb. 3.19 zeigt diesen Potentialverlauf und zwei Trajektorien durch die Brennpunkte in logarithmischer Darstellung. Auf der z -Achse läßt sich das Potential durch einen

⁵Auch für den Fall, daß diese Bedingung nicht erfüllt ist, lassen sich Näherungslösungen in geschlossener Form angeben.

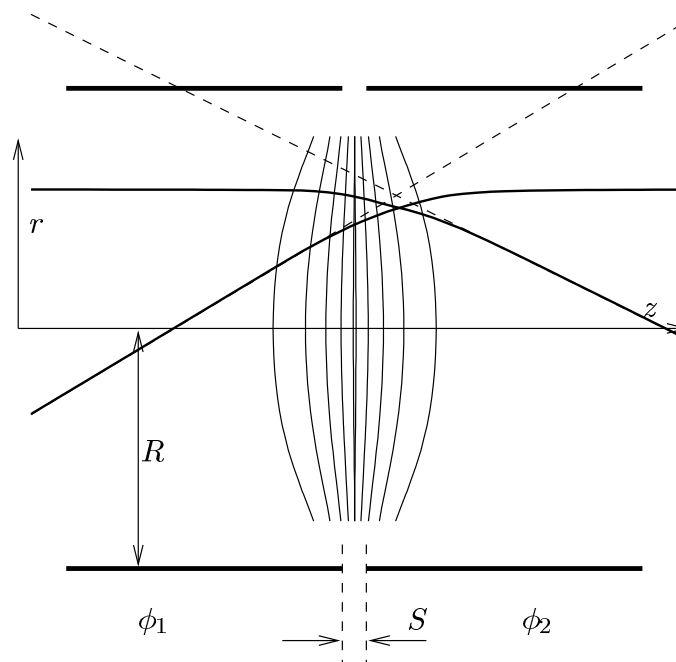


Abbildung 3.19: Äquipotentiallinien und Trajektorien bei einer Zylinderlinse. Der Radius der beiden Zylinder beträgt R , ihr Abstand S . Für einen Wert von $\varrho = \phi_1/\phi_2 = 1.5$ sind in logarithmischer Darstellung die Äquipotentiallinien eingetragen. Aus den Asymptoten der Elektronentrajektorien eines achsparallel eingehenden und eines achsparallel ausgehenden Strahls ergeben sich die Positionen der zugehörigen Fokusse.

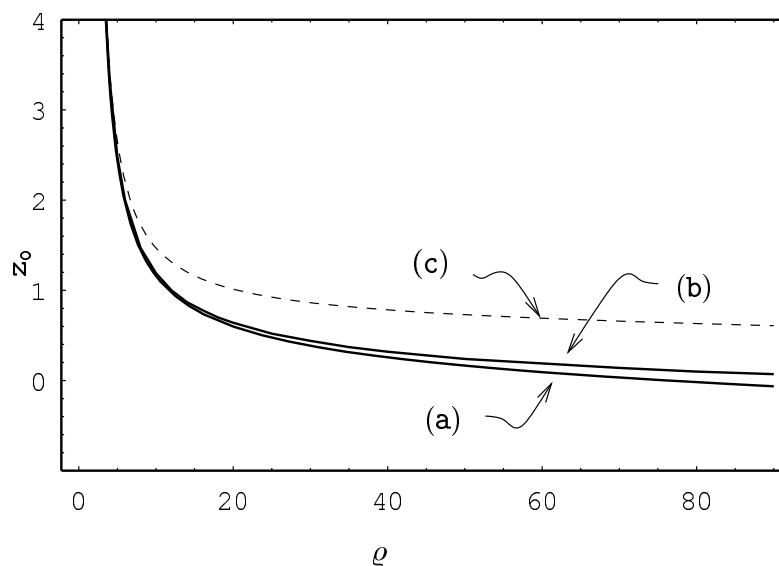


Abbildung 3.20: Objektseitiger Hauptebenenabstandes z_0 als Funktion von ϱ . (a) Analytisch hergeleiteter Verlauf gemäß Gl. 3.28, (b) numerisch berechnete Werte aus Ref. [111] und (c) Verlauf gemäß Gl. 35.12 aus Ref. [107].

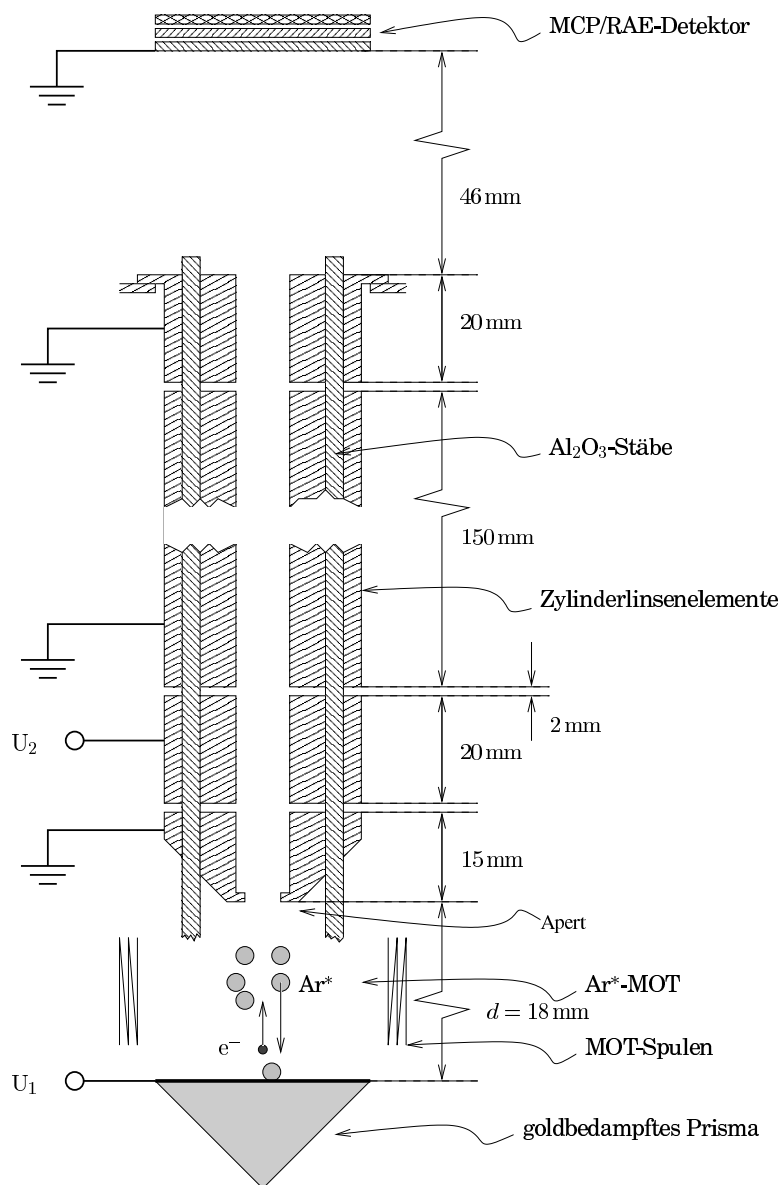


Abbildung 3.21: Schematischer Aufbau des Detektorsystems. Die Ar^* -Atome können nur nachgewiesen werden, wenn sie aus der MOT oder dem Wellenleiter freigesetzt werden und in direkten Kontakt mit der Prismenoberfläche kommen. Das bei der Abregung in den Grundzustand Ar entstehende Elektron e^- wird von dem elektrischen Feld $E = \frac{1}{d}U_1$ zwischen Prismenoberfläche und Aperturlinse beschleunigt. Die Elektronenoptik transferiert das Elektron schließlich zum MCP/RAE-Detektor. Durch Variation der Spannung U_2 läßt sich erreichen, daß die Prismenoberfläche scharf auf die erste MCP abgebildet wird.

Tangens Hyperbolicus annähern, was eine analytische Lösung der paraxialen Trajektoriegleichung 3.21 erlaubt. Damit lautet $\phi(z)$:

$$\begin{aligned}\phi(z) &= \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} + \frac{\phi_2 - \phi_1}{\pi} F(z), \quad \text{wobei} \\ F(z) &= \int_0^\infty \frac{\sin(tz)}{I_0(tR)} \frac{dt}{t} \approx -\frac{\pi}{2} \tanh(\omega z) \quad \text{und} \quad \omega = \frac{1}{R} \int_{-\infty}^\infty \frac{1}{I_0(t)} dt = 1.326 \frac{1}{R}.\end{aligned}\tag{3.27}$$

Mit Kenntnis des Potentialverlaufs auf der Achse läßt sich nun die Differentialgleichung 3.15 für die Trajektorie lösen und man erhält die Kardinalpunkte

$$\begin{aligned}f_i &= \frac{a k}{\sqrt[4]{\varrho} \sin(k\pi)}, & f_o &= \frac{a k \sqrt[4]{\varrho}}{\sin(k\pi)}, \\ z_i &= +a k \cot(k\pi) + \frac{\ln(\varrho)}{4\omega} & \text{und} & \quad z_o = -a k \cot(k\pi) + \frac{\ln(\varrho)}{4\omega}\end{aligned}\tag{3.28}$$

mit den Parametern

$$\begin{aligned}\varrho &= \frac{\phi_1}{\phi_2}, \\ \omega &= 1.326 \frac{1}{R}, \\ a &= -\frac{1}{\pi \omega} \left(\frac{1 + \sqrt{\varrho}}{1 - \sqrt{\varrho}} \right)^2 \left(\frac{1 + \varrho}{1 - \varrho} \ln(\varrho) + 2 \right) \quad \text{und} \\ k &= \sqrt{1 + \frac{3}{4} \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{1 + \sqrt{\varrho}}{1 - \sqrt{\varrho}} \right) \left(\frac{1 + \varrho}{1 - \varrho} \ln(\varrho) + 2 \right)^2}.\end{aligned}\tag{3.29}$$

ϕ_1 und ϕ_2 müssen entweder beide positiv oder negativ sein, damit ϱ und $\sqrt{\varrho}$ definiert sind. Ein Vergleich mit numerisch berechneten Werten zeigt, daß diese Näherungslösung für nicht allzu große Werte von ϱ gute Resultate liefert. In Ref. [107] wird in den Ausdrücken für z_i und z_o anstelle des Offsets $\frac{1}{4} \ln(\varrho)/\omega$ der Term $-\frac{1}{2} \omega a^2 \tanh(\frac{1}{4} \ln(\varrho))$ angegeben. Abb. 3.20 zeigt den Verlauf von z_o als Funktion von ϱ mit der analytischen Funktion nach Gl. 3.28 im Vergleich zu der in Ref. [107] angegebenen Funktion und zu tabellierten Werten aus Ref. [111], die numerisch ermittelt wurden.

Die Berechnung der Transfermatrizen erfolgte zunächst analytisch mit Hilfe von *Mathematica*[®], die weitere Auswertung numerisch. Für das in Abb. 3.21 gezeigte System ergab sich mit den gegebenen Parametern für den Radius $R = 5.0$ mm der Linsenelemente, den Abstand $d = 18$ mm zwischen Konversionselektrode (Prisma) und Aperturlinse, dem Abstand von 26 cm zwischen Aperturlinse und MCP/RAE-Detektor und einer Beschleunigungsspannung $U_1 = -7.50$ kV eine optimale Fokussierspannung von $U_2 = 4.50$ kV. Die Vergrößerung des Systems hat hierbei einen Wert von $M = -3.6$. Bei dieser Vergrößerung ist das Gesichtsfeld der Optik nur durch den Durchmesser der Aperturlinse von 3 mm beschränkt und es tritt keine Vignettierung [87] auf.

3.4.3 Technische Ausführung und Performance

In Abb. 3.21 wird ein Schema und in Abb. 3.22 ein Photo der Anordnung von Prisma und Elektronenoptik gezeigt. Dem Einsatz der Elektronenoptik im Ultrahochvakuum

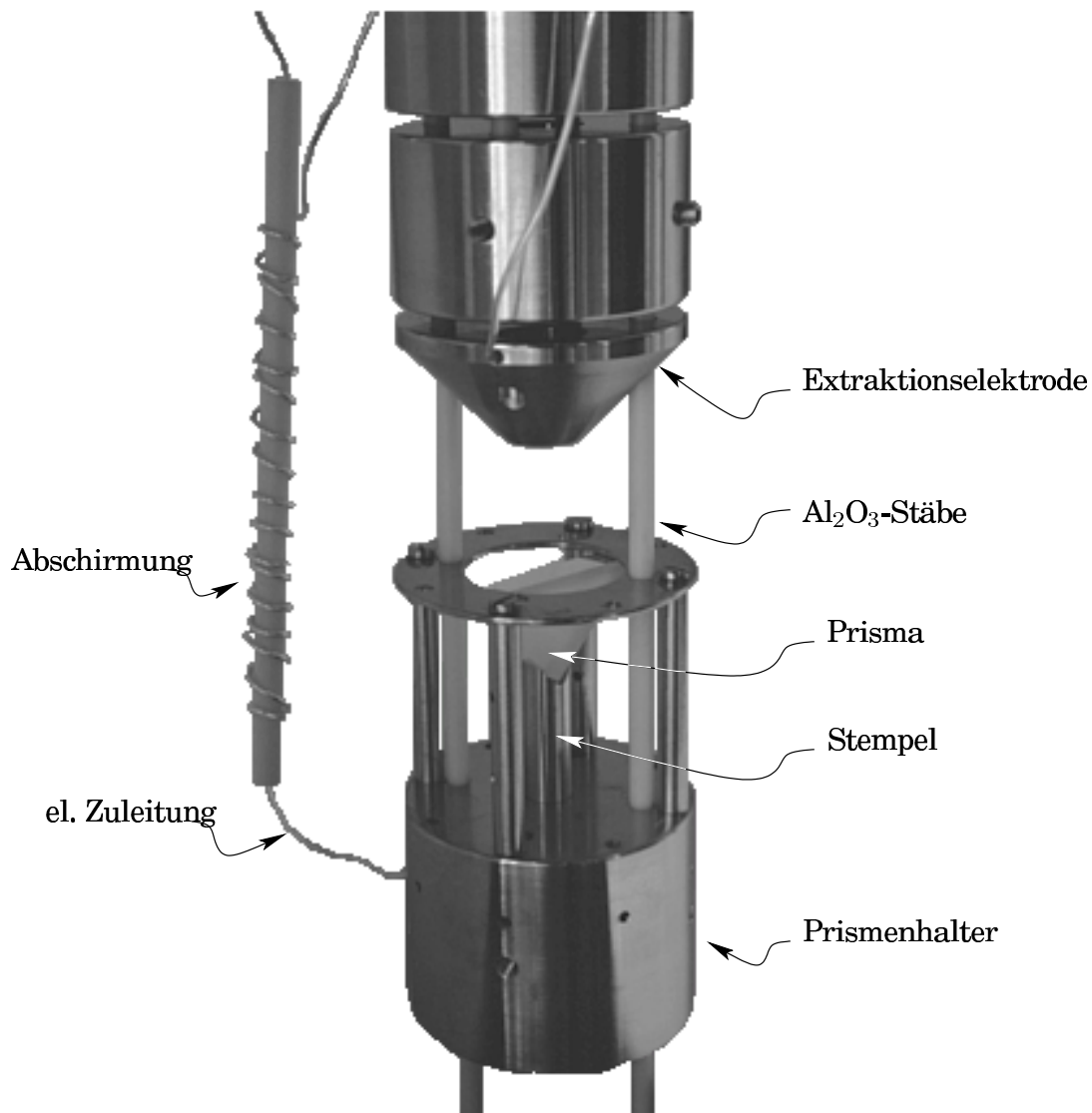


Abbildung 3.22: Photographie von Prisma, Extraktionselektrode und elektro-optische Linsen. Das Prisma wird mittels einer – nicht sichtbaren – Stahlfeder im Sockel des Prismenhalters von einem Stempel gegen einen Stahlring gedrückt. Oberhalb sind die kegelförmige Extraktionselektrode und zwei Zylinderlinsenelemente zu sehen. Die Hochspannung führende Zuleitung zum Prismenhalter ist mit einer geerdeten Abschirmung versehen. Die Zylinderlinsenelemente und der Prismenhalter sind auf Al₂O₃-Stäbe aufgereiht.

wurde mit UHV-kompatiblen Materialien Rechnung getragen: Die einzelnen Linsenelemente und der Halter für das Prisma sind aus poliertem Edelstahl mit sehr geringer magnetischer Permeabilität gefertigt. Alle Elemente sind auf Stäbe aus Al_2O_3 -Keramik aufgereiht und mit Madenschrauben geklemmt. Diese Befestigungsart hielt den thermischen Belastung beim Ausheizen der Kammer (bisher) stand. Die Linsenelemente und der Haltering für das Prisma wurden mit versilbertem Kupferdraht kontaktiert. Hierbei ist darauf zu achten, alle Elemente über die Spannungsquelle auf ein definiertes Potential zu legen oder aber zu erden, da sich sonst im UHV auf isolierten Elementen durch Aufsprühen von Elektronen von den spannungsführenden Leitungen her undefinierte Potentiale ausbilden.

Der Aufbau der Elektronenoptik mit rein elektrostatischen Linsen vermeidet die beim Einsatz von magnetischen Linsen unvermeidliche Wärmeentwicklung und das Entstehen von remanescenzen magnetischen Streufeldern. Um den MCP/RAE-Detektor bei niedrigen Spannungen betreiben zu können, wurde an das Prisma eine Hochspannung von -7.5 kV angelegt, anstatt die Extraktionselektrode und die Elektronenoptik auf positive Hochspannung zu legen. Das Prisma wird von der Federkraft einer Stahlfeder gegen einen Haltering gedrückt, der die zugleich die elektrische Kontaktierung der Prismenoberfläche sicherstellt.

Innerhalb der Strecke zwischen Konversions- und Extraktionselektrode sind die Elektronen noch relativ langsam und anfällig gegen magnetische Streufelder. An diesem Ort werden zum Betrieb der optischen Melasse jedoch ohnehin das Erdmagnetfeld und magnetische Streufelder mit außerhalb der Vakuumkammer angebrachten Helmholtzspulen kompensiert; diese Kompensation ist besser als die Elektronenoptik es erfordert. Beim Betrieb war es notwendig, die -7.5 kV führende Zuleitung zum Prismenhalter abzuschirmen, um eine ungewollte Ablenkung der Elektronen auf der Beschleunigungsstrecke zwischen der Konversionselektrode (Prisma) und der Extraktionselektrode zu vermeiden.

Der Raum über dem Prisma muß für die Laserstrahlen zum Betrieb der optischen Falle offen sein: Ein Strahl verläuft entlang der Spulenchse der MOT-Magnetspulen parallel entlang der Hypotenuse des Prismas, die beiden anderen senkrecht zu diesem unter jeweils 45° zwischen Haltering und Prisma. Die Strahlen für das evaneszente Reflexions- und Transferfeld werden über Spiegel von unten durch jeweils eine Kathete des Prismas eingefädelt. Nach Anregung des Oberflächenplasmons werden die hierdurch abgeschwächten Strahlen durch die jeweils andere Kathete wieder aus der Kammer heraus geleitet, um Störungen der Atome durch Streulicht zu vermeiden. Mit Hilfe der ausgekoppelten Strahlen lassen sich auch leicht die Resonanzwinkel für die Anregung der Oberflächenplasmonen finden. Der Strahl des Wellenleiterlasers wird von oben unter einem Winkel von 45° an der Prismenoberseite reflektiert und ebenfalls wieder aus der Kammer heraus geführt. Die Polarisationszustände aller Strahlen werden außerhalb der Kammer mit Strahlteilerwürfeln sowie $\lambda/4$ - und $\lambda/2$ -Platten eingestellt.

Mit Hilfe des Detektors sollen der Ladeprozeß und das Verhalten der Atome im Wellenleiter untersucht werden. Dies erfolgt, wie in Kap. 1 erläutert, indirekt über den Nachweis der Auger-Elektronen, die beim Kontakt der Atome mit der Prismenoberfläche freigesetzt werden. Die Eintrittsapertur der Extraktionslinse definiert ein Gesichtsfeld des Detektors mit einem Durchmesser von ca. 3 mm im Zentrum des Prismas.

Dieses Feld wird von der Elektronenoptik auf die erste Vielkanalplatte des MCP/RAE-Detektors abgebildet (s. Abb. 3.21); die Lage der bildseitigen Fokusebene läßt sich durch Variation von U_2 bestimmen.

Das ortsauflösende Detektorsystem⁶ besteht aus folgenden Komponenten:

- Der Detektorkopf mit den Vielkanalplatten (*MCPs*) mit einem nutzbaren Durchmesser von 25 mm und einem Kanalabstand von $32\ \mu\text{m}$ in einer sog. Chevron-Anordnung⁷ und der Widerstandsanode (*RAE*),
- der Positionsanalysator (*Position Analyzer*), der die von den 4 Ecken der Widerstandsanode abfließenden Ladungen verstärkt, durch Division der Signale gegenüberliegender Ecken die Position des detektierten Elektrons ermittelt und anschließend mit einer Auflösung von jeweils 8 Bit digitalisiert,
- und der Pufferspeicher (*Histogramming Buffer Memory*), in dem die digitale Ortsinformation in insgesamt 2×2^{10} Kanälen mit einer Speichertiefe von je 2 Byte gespeichert werden kann.

Für den MCP-Stack wurde die *Hot Biased*-Ausführung mit 2 MCPs gewählt, die mit einem höheren Bias-Strom als die Standardausführung betrieben wird und höheren Zählraten bis zu 1 MHz ermöglicht. Der höheren maximalen Zählrate wurde Vorrang gegenüber der räumlichen Auflösung gegeben, die bei ca. 1/100 des Durchmessers der MCPs liegt (gegenüber einer räumlichen Auflösung von 1/400 des Durchmessers bei einem Stack mit 5 MCPs, dessen maximale Zählrate aber bei nur 0.1 MHz läge). Die beobachteten Spitzenwerte der Zählrate lagen dann tatsächlich in der Größenordnung von 1 MHz.

Prinzipiell wäre für die Digitalisierung der Ortsinformation also eine Auflösung von 7 Bit pro Achse ausreichend. Da die Daten vom Positionsanalysator ohnehin nur mit 8 Bit übertragen werden, bleiben jeweils 2 Bit der beiden Eingänge des Pufferspeichers ungenutzt. Diese lassen sich für die zeitliche Analyse der detektierten Ereignisse verwenden: Hierzu werden diese 4 Bit mit einem Digitalzähler verbunden, so daß der gesamte Pufferspeicher in insgesamt 16 Fenster mit jeweils 8×8 Kanälen aufgeteilt wird [112, 113, 114].

Die zeitliche Abfolge, in der die Fenster angewählt werden, läßt sich mit dem Digitalzähler beliebig vorgeben; hier wurde jedoch mit konstanten Zeitintervallen innerhalb eines Integrationszyklus gearbeitet. Durch Beschränkung der digitalen Ortsauflösung auf 7 Bit je Achse läßt sich die Zahl der verfügbaren Zeitfenster auf 64 erhöhen (s. Ref. [58]). Die zeitliche Auflösung dieses Systems ist nur durch die AD-Wandlung beschränkt und liegt bei etwa einer μs .

Wegen der äußeren Randbedingungen können die Durchmesser von Konversions- und Extraktionselektrode nicht groß gegenüber ihrem Abstand ausgelegt werden. Zudem wird die Zylindersymmetrie des Aufbaus durch die Konversionselektrode mit der Form eines lang gestreckten Rechtecks gebrochen. Dies führt dazu, daß das Beschleunigungsfeld stark vom idealen Fall eines homogenen elektrischen Feldes abweicht.

⁶Series 3300/2500 Imaging Detector System der Fa. Quantar Technology, Inc., 3004 Mission St., Santa Cruz, CA 95060, USA.

⁷Burle Industries, Lancaster, Pennsylvania, USA (vorm. Galileo).

Dies macht sich in der Abbildung in erster Linie als starke Verzeichnung bemerkbar: Abb. 3.23 (a) zeigt die Aufnahme einer Ar^* -Atomwolke, die auf das Prisma fällt. In diesem Fall wurde zusätzlich mit dem Reflexionslaser eine Scheibe aus dem Zentrum der Wolke „herausgeschnitten“, d. h. an dieser Stelle kamen die Atome nicht mit der Prismenoberfläche in Kontakt und es werden von dort keine Elektronen nachgewiesen. Die äußere Kontur wird durch die kreisförmige Aperturblende mit einem Durchmesser von 3 mm definiert; die starke Elliptizität ist auf die o. g. Inhomogenität des Beschleunigungsfeldes zurückzuführen: Dabei ist die Homogenitätsbedingung des Feldes besser in Richtung der kurzen Seite der Konversionselektrode erfüllt, da der Durchmesser der Extraktionselektrode mit 8 mm in etwa so groß ist wie die Breite des Prismas mit 5 mm; in Richtung der langen Seite der Konversionselektrode ist das Beschleunigungsfeld stark inhomogen.

Bei einem nutzbaren Durchmesser der Vielkanalplatten von 25 mm beträgt der Abbildungsmaßstab in Richtung der kurzen Seite der Konversionselektrode 4.2, was dem theoretisch berechneten Wert von 3.6 immerhin nahekommt. In Richtung der langen Seite wird ein Abbildungsmaßstab von nur 1.1 erreicht. Diese Verzeichnung wird in Abb. 3.23 (b) sowie bei den im folgenden gezeigten Abbildungen mittels elektronischer Bildbearbeitung korrigiert. Eine kreisförmige Konversionselektrode, die etwa durch eine geeignete Strukturierung der Prismenoberfläche beim Aufdampfen realisiert werden könnte, könnte diesen Verzeichnungseffekt vermutlich verringern. Daneben ist eine Drehung des Bildes festzustellen, denn bei orthogonal zu der vom Atomstrahl vorgegebenen Achse ausgerichteter MCP/RAE-Detektor müsste das Bild des Prismas

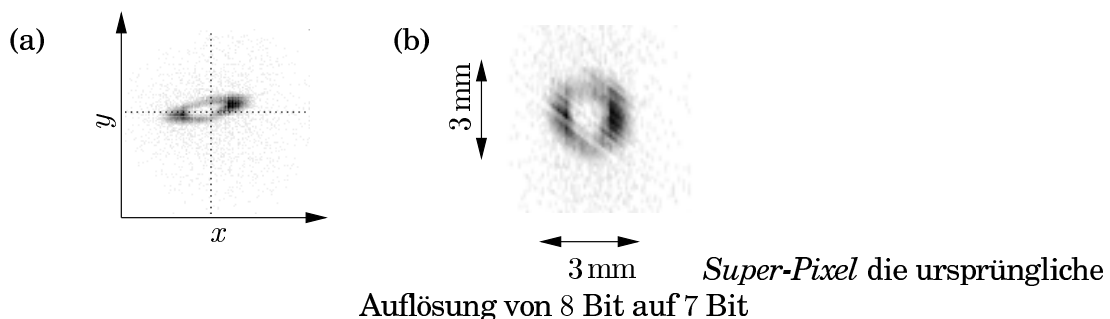


Abbildung 3.23: Abbildung einer auf das Prisma fallenden Atomwolke (a). Der Reflexionslaser war hier während der Aufnahme eingeschaltet und verhinderte ein Auftreffen der Atome auf das Prisma innerhalb einer elliptischen Fläche im Zentrum. Der sichtbare Ausschnitt (Field of View) wird durch die Aperturblende mit einem Durchmesser von 3 mm definiert. Feldinhomogenitäten des Beschleunigungsfeldes zwischen Konversionselektrode (Prisma) und Extraktionselektrode führen zu einer starken Verzeichnung; In (b) wurde dieser Verzeichnungseffekt durch eine Drehung um 12.5° und anschließende Streckung korrigiert, so daß die y-Richtung der langen Seite und die x-Richtung der kurzen Seite der Prismenoberfläche entspricht. Durch Zusammenfassen von je 4 Bildpunkten (Pixel) in ein Super-Pixel die ursprüngliche Auflösung von 8 Bit auf 7 Bit je Achse reduziert. Die diagonalen Streifen sind auf die unterschiedliche Nachweisempfindlichkeit der Zeilen des MCP-Detektors zurückzuführen.

unter einem Winkel von 45° erscheinen. Neben einer tatsächlichen Verdrehung des Detektorkopfes könnte für diesen Effekt auch ein Streumagnetfeld in axialer Richtung der Elektronenoptik verantwortlich sein.

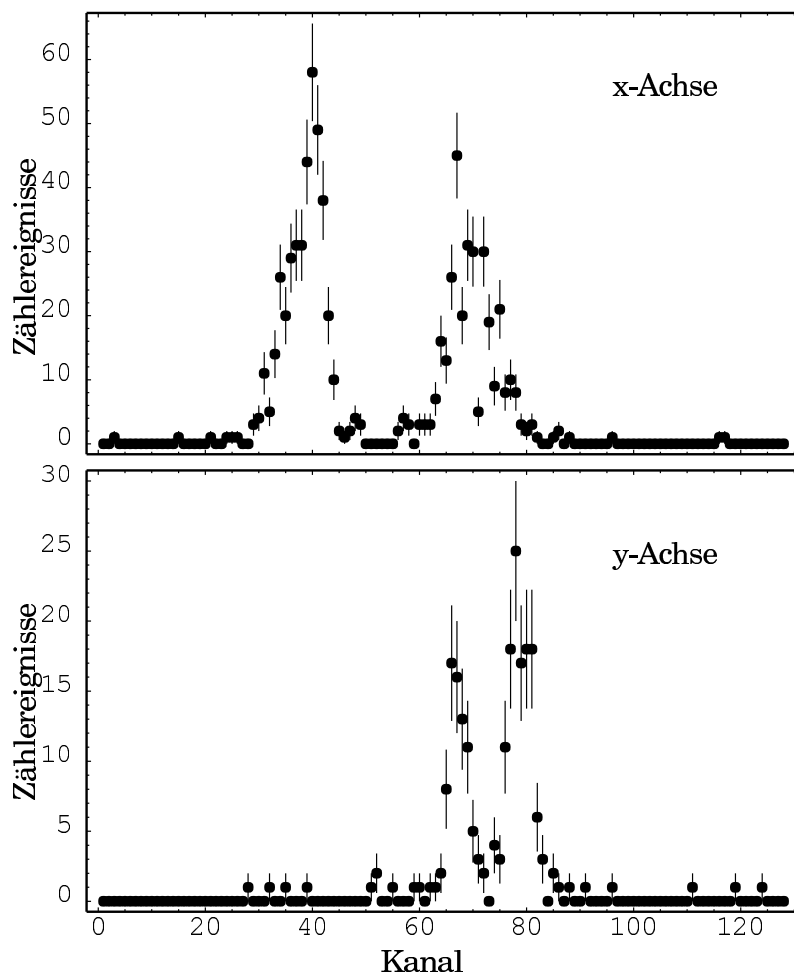


Abbildung 3.24: Schnitte durch das Profil der atomaren Verteilung aus Abb. 3.23 in x - bzw. y -Richtung entlang der gestrichelten Linien. Aus der Kantensteilheit kann eine obere Grenze für das Auflösungsvermögen des Detektors von 0.07 mm in x -Richtung und von 0.14 mm in y -Richtung gefolgert werden. Die Balken geben die Fehler aufgrund der Zählstatistik wieder.

Die räumliche Auflösung des Systems ließe sich z. B. durch die Abbildung einer Mikrostruktur mittels UV-Licht auf die Konversionselektrode ermitteln. Die Analyse des Bildes der vom UV-Licht emittierten Photoelektronen mit dem Detektorsystem würde Aufschluß über dessen Abbildungseigenschaften geben [108]. Diese Untersuchung unterblieb aufgrund des relativ hohen Aufwands und der eher niedrigen Anforderungen an die Ortsauflösung der bisher geplanten Experimente. Statt dessen wurden die Abbildungseigenschaften anhand von Aufnahmen von gegen die Prismenoberfläche fallenden Ar^* -Atomwolken untersucht. Wird der Reflexionslaser beim Auftreffen der Wolke eingeschaltet, werden die Atome innerhalb eines elliptischen Bereiches vor Erreichen der Prismenoberfläche reflektiert, so daß dort keine Abregung in den Grund-

zustand erfolgt und damit auch kein Nachweis der Atome. (vgl. hierzu Kap. 4.2). Diese Ellipse besitzt relativ scharfe Kanten und erlaubt eine Abschätzung des Auflösungsvermögens des Detektors: Abb. 3.24 zeigt Schnitte in x - und y -Richtung durch das in Abb. 3.23 (a) gezeigte Profil der detektierten Atome. Die Kantensteilheit (Anstieg des Signals von 10% auf 90% vom Maximum) beträgt in x -Richtung ca. 4 Pixel und in y -Richtung ca. 2 Pixel; dies entspricht einer objektseitigen Auflösung von 0.07 mm bzw. 0.14 mm und liegt deutlich über dem physikalisch durch den Zerstreungskreisradius von 0.02 mm (Gl. 3.18) gegebenen Limit.

Kapitel 4

Experimenteller Teil

In diesem Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse vorgestellt. In Abschn. 4.1 wird die magneto-optische Falle charakterisiert, die als Reservoir ultrakalter Ar*-Atome zum Laden des Wellenleiters dient. Der Reflexionsprozeß der Atome am Potential eines evaneszenten Feldes wird in Abschn. 4.2 untersucht, in 4.3 der Transfer der Atome in das Wellenleiterpotential durch optisches Pumpen der Atome aus dem Zustand $1s_5$ in den Zustand $1s_3$. In Abschn. 4.4 wird die Speicherung von Atomen im Wellenleiterpotential demonstriert.

4.1 MOT als Reservoir ultrakalter Atome

Zum Laden des Wellenleiters werden die Atome zunächst in einer magneto-optischen Falle (MOT) gefangen und gekühlt – evtl. findet eine zusätzlichen Kühlphase in einer optischen Melasse statt. Um den Ladevorgang möglichst effizient zu gestalten, sollte die Zahl der Atome in der magneto-optischen Falle möglichst hoch und ihre Temperatur möglichst niedrig liegen, damit die räumliche Dichte der Atomwolke in der Phase der freien Expansion während des Fallens nicht zu sehr abnimmt.

Abb. 4.1 zeigt die in den Messungen verwendeten Sequenzen für die Präparation der Atome in einer magneto-optischen Falle mit und ohne anschließende Kühlphase in einer optischen Melasse. Die Charakterisierung der MOT erfolgte einerseits mit dem in Kap. 3.4 beschriebenen Detektorsystem, zum anderen mit einer triggerbaren CCD-Kamera [115].

4.1.1 Methode der Flugzeitspektroskopie

Metastabile Ar*-Atomen können wegen ihrer hohen inneren Energie leicht direkt nachgewiesen werden (s. Abschn. 3.4.1). Hiermit läßt sich eine Variante des Flugzeitspektroskopieverfahrens [116], das gewöhnlich ein *Light Sheet* zum Nachweis der Atome verwendet: Eine horizontale Konversionselektrode als Detektor für die Atome ermöglicht einen effizienten Nachweis mit hoher zeitlicher und auch räumlicher Auflösung. Aus der Ankunftszeitverteilung der Atome lassen sich wichtige experimentelle

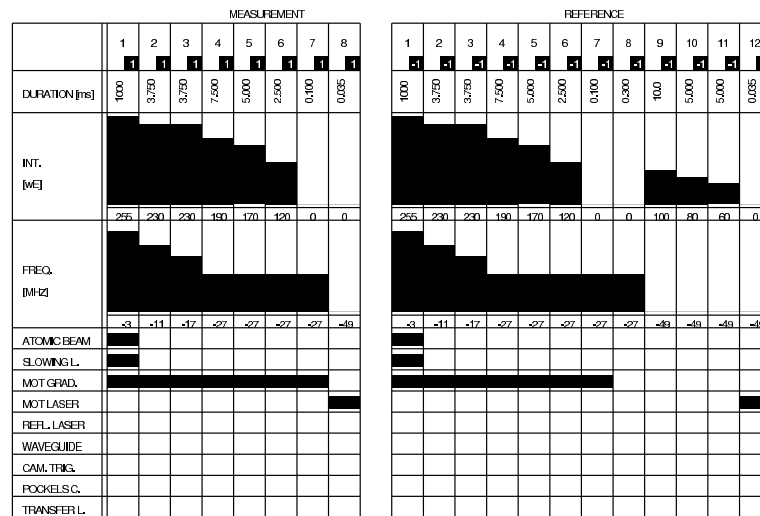


Abbildung 4.1: Diagramm der Steuersequenzen für die Präparation der Atome in einer magneto-optischen ohne („MEASUREMENT“) bzw. mit („REFERENCE“) zusätzlicher Kühlphase in einer optischen Melasse. Die Darstellung der einzelnen Phasen einer Sequenz erfolgt spaltenweise. Die Balken unterhalb der Zeitdauer in jeder Phase bezeichnen Leistung (in willkürlichen Einheiten) bzw. Verstimmung (in MHz) des MOT-Lasers, darunter wird der Zustand weiterer Parameter angezeigt. Die Kühlphase in der optischen Melasse findet – bei abgeschaltetem Magnetfeld und maximaler Verstimmung von -49 MHz – in den Phasen 9 – 11 statt.

Parameter wie die Fallhöhe der Atome und ihre Geschwindigkeitsverteilung ermitteln, aus denen sich unmittelbar Mittelwert und Verteilung der kinetischen Energie der Atome ergeben.

Dieses Verfahren kam bereits bei den Experimenten zum optischen Gitter zur Anwendung [59]. Dort befand sich die magneto-optische Falle bzw. das optische Gitter in relativ großem Abstand (ca. 10 cm) zum Detektor; ihre Geschwindigkeit beim Auftreffen auf den Detektor beträgt in diesem Fall $1.4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und ist damit groß gegenüber der Breite der Geschwindigkeitsverteilung von einigen $\frac{\text{cm}}{\text{s}}$. In diesem Fall führt eine Gaußsche Geschwindigkeits- und Dichteverteilung der Atome zu einer ebenfalls Gaußschen Ankunftszeitverteilung der detektierten Atome, was die Auswertung natürlich vereinfacht.

Hier sollen sowohl die Atome in der magneto-optischen Falle als auch die Atome im Potential der stehenden Welle selbst mittels der Flugzeitspektroskopie untersucht werden. Die obige Annahme, der Abstand der Atome vom Nachweisort sei groß, ist bei den Experimenten zum Wellenleiter natürlich nicht mehr erfüllt. I. allg. ist diese Annahme aber auch für die Atome in der MOT nicht mehr gegeben. Im folgenden werden beide Fälle näher untersucht.

Sowohl die Geschwindigkeitsverteilung der Atome $n_v(v) dv$ in der magneto-optischen Falle und optischen Melasse als auch ihre Ortsverteilung $n_z(z) dz$ in der vertikalen

Koordinate lassen sich durch Gaußfunktionen der Breiten σ_v bzw. σ_z beschreiben:

$$n_z(z) dz = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \exp\left(\frac{-z^2}{2\sigma_z^2}\right) dz, \quad n_v(v) dv = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp\left(\frac{-v^2}{2\sigma_v^2}\right) dv. \quad (4.1)$$

Als Maß für die Breite der Geschwindigkeitsverteilung wird die Rückstoßgeschwindigkeit $v_{\text{rec}} = \hbar k/m_{\text{Ar}}$ verwendet, die aus der Rückstoßenergie [13]

$$E_{\text{rec}} = \frac{1}{2} m_{\text{Ar}} v_{\text{rec}}^2 := \frac{(\hbar k)^2}{2 m_{\text{Ar}}} \quad (4.2)$$

abgeleitet wird. Für den Übergang $1s_5 - 2p_9$ ist $v_{\text{rec}} = 1.2 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ und $E_{\text{rec}} = 5.0 \cdot 10^{-30} \text{ J} = k_{\text{B}} \cdot 0.36 \mu\text{K}$.

σ_v nimmt Werte von ca. $5 \dots 8 v_{\text{rec}}$ an, σ_z beträgt ca. 5 mm. Letztgenannter Wert wurde mit einem CCD-Kamerasystem bestimmt (s. Abb. 4.9); alle anderen Größen lassen sich aus den Flugzeitspektren ermitteln. Nach dem Abschalten der Licht- und Magnetfelder der MOT gehen die Atome unter dem Einfluß der Schwerkraft in den freien Fall über und treffen auf die Prismenoberfläche in einem Abstand von $z_0 = 6.1 \text{ mm}$ unterhalb der MOT.

Die Ankunftszeitverteilung der Atome als Funktion der Fallhöhe z ergibt durch Transformation von $n_v(v) dv$ (Gl. 4.3) nach der Zeit als

$$n_t(t, z) dt = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp\left(\frac{-\left(\frac{z}{t} - \frac{gt}{2}\right)^2}{2\sigma_v^2}\right) \left(\frac{g}{2} + \frac{z}{t^2}\right) dv, \quad (4.3)$$

wobei $g = 9.81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$. Mit der Näherung, daß die anfängliche Orts- und Geschwindigkeitsverteilung der Atome nicht miteinander korreliert sind, erhält man die gesamte Ankunftszeitverteilung der Atome an der Prismenoberfläche aus der Faltung von Gl. 4.3 mit der Ortsverteilung $n(z) dz$ zum Zeitpunkt $t = 0$:

$$n(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} n_t(t, z_0 - z) n_z(z) dz dt. \quad (4.4)$$

Dieses Integral hat keine geschlossene analytische Lösung und wurde numerisch ausgewertet. Für den oben angegebenen Parameterbereich kann die anfängliche Ortsverteilung der Atomwolke $n_z(z)$ vernachlässigt werden, und die Form der Gesamtverteilung $n(t)$ stimmt im wesentlichen mit Gl. 4.3 überein (s. Abb. 4.3 und 4.4).

Einen signifikanten Einfluß auf die Zahl der in den Flugzeitspektren nachgewiesenen Atome hat jedoch die Gesichtsfeldgröße des Detektorsystems, die durch die Apertur der Extraktionselektrode definiert wird (s. Kap. 3.4.2): Der Radius der Atomwolke ist beim Auftreffen auf die Prismenoberfläche, der Konversionselektrode, etwa so groß wie die Apertur der Extraktionselektrode mit einem Radius von $R = 1.5 \text{ mm}$. Nur der Teil der Atome, der innerhalb des Gesichtsfeldes auf die Konversionselektrode trifft, kann nachgewiesen werden. Er ergibt sich aus dem Radius der Atomwolke zum Zeitpunkt des Auftreffens zu

$$\int_0^R \frac{1}{(\sigma_v t)^2} \exp\left(\frac{-r^2}{2(\sigma_v t)^2}\right) r dr = 1 - \exp\left(\frac{-R^2}{2\sigma_v^2 t^2}\right). \quad (4.5)$$

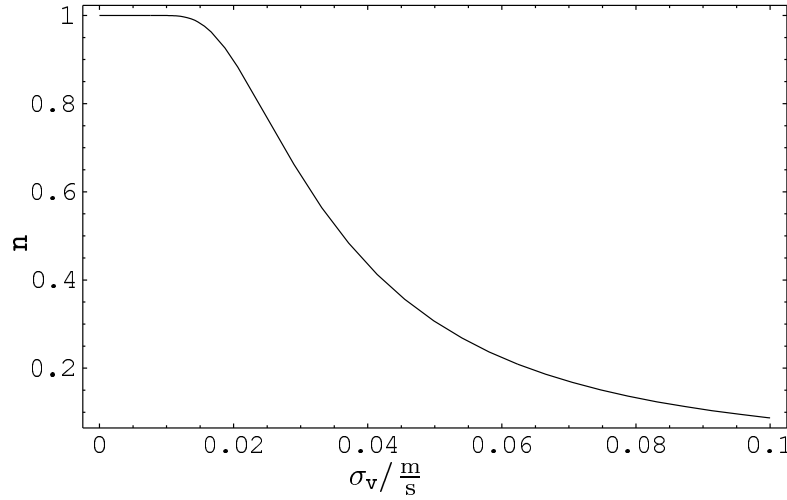


Abbildung 4.2: Anteil der innerhalb des Gesichtsfeldes des elektronenoptischen Nachweissystems auftreffenden Atome als Funktion der mittleren Breite der Geschwindigkeitsverteilung σ_v . Das Gesichtsfeld wird durch den Radius $R = 1.5 \text{ mm}$ der Eintrittsapertur der Extraktionselektrode (vgl. Kap. 3.4.2) definiert.

Insgesamt folgt also unter Vernachlässigung der anfänglichen Breite der Ortsverteilung der Atomwolke σ_z für die Ankunftszeitverteilung $n(t)$ der Ausdruck

$$n(t) dt = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp\left(-\frac{\left(\frac{z}{t} - \frac{gt}{2}\right)^2}{2\sigma_v^2}\right) \left(1 - \exp\left(\frac{-R^2}{2\sigma_v^2 t^2}\right)\right) \left(\frac{g}{2} + \frac{z}{t^2}\right) dt. \quad (4.6)$$

Die gesamte Anzahl n der Atome, die innerhalb des Gesichtsfeldes des Detektors auf das Prisma trifft, ergibt sich durch Integration der Verteilung Gl. 4.6 über die Zeit. n hängt stark von der Breite der Geschwindigkeitsverteilung σ_v ab und nimmt im relevanten Bereich von $\sigma_v = 5 \dots 8 v_{\text{rec}}$ Werte von $n = 0.11 \dots 0.23$ an (s. Abb. 4.2). Daneben ändert sich auch die Form der Spektren; das Maximum verschiebt sich etwas zu kürzeren Zeiten. Die Verteilungsfunktion nach Gl. 4.6 wurde an die experimentell erhaltenen Flugzeitspektren angepaßt und daraus die Geschwindigkeitsverteilung σ_v und die Fallhöhe z_0 ermittelt. In die gesamte Nachweiswahrscheinlichkeit für Ar^* -Atome geht ferner die Nachweiseffizienz des Detektorsystems, also von Elektronenoptik und MCP-Detektor, ein.

Die Auswertung der Flugzeitspektren liefert sowohl die mittlere Höhe z_0 der Atome über dem Prisma als auch ihre Geschwindigkeitsverteilung σ_v . Die Abb. 4.5 und 4.6 zeigen die mit der Sequenz aus Abb. 4.1 erhaltenen Flugzeitspektren. Für den Abstand der MOT über dem Prisma ergibt sich ein mittlerer Wert von $z_0 = (6.1 \pm 0.1) \text{ mm}$; die Geschwindigkeitsverteilung hängt stark von der jeweiligen Kühlsequenz und der Dichte in der MOT ab und liegt im Bereich von $\sigma_v = 7.7 \dots 10 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$. Dies entspricht $\sigma_v = 6.3 \dots 8.2 v_{\text{rec}}$ oder einer Temperatur von $30 \dots 50 \mu\text{K}$. Die Messungen zum Reflexionsprozeß und zum Wellenleiter erfolgten alle mit einer MOT mit $\sigma_v = (7.7 \pm 0.1) \frac{\text{cm}}{\text{s}}$. Die hohe Zählrate in den ersten Millisekunden des MOT-Spektrums stammt von positiv geladenen Ionen aus der MOT, die auf das Prisma treffen und dort Elektronen

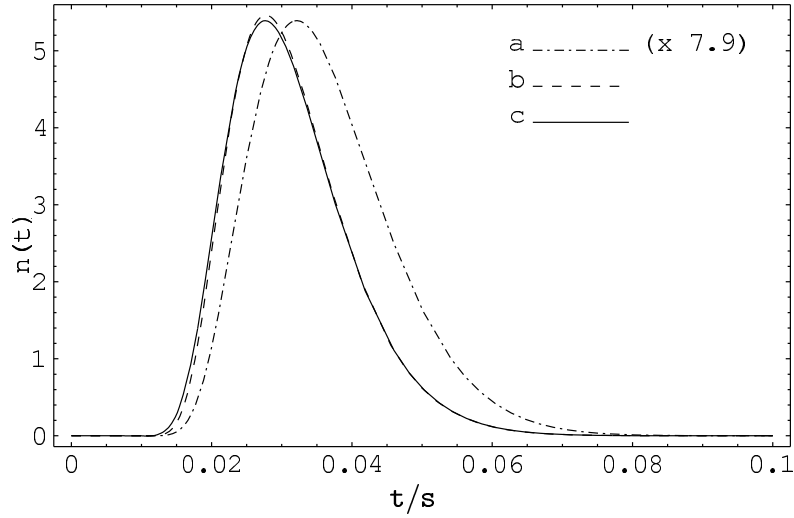


Abbildung 4.3: Theoretische Ankunftszeitverteilungen $n_t(t)$ von Atomen aus einer magneto-optischen Falle. Für die Atomwolke wurden als Parameter eine Fallhöhe $z_0 = 6.1$ mm, eine anfängliche Geschwindigkeitsverteilung mit $\sigma_v = 8v_{\text{rec}}$ und eine Ortsverteilung mit $\sigma_z = 0.5$ mm angenommen. Der Radius der Eintrittsapertur ist $R = 1.5$ mm. Die Ankunftszeitverteilung Gl. 4.4 nimmt die Form (a) an, wenn in Gl. 4.3 zunächst nur die anfängliche Breite der Geschwindigkeitsverteilung σ_v eingeht, die Form (b), wenn zusätzlich die Eintrittsapertur berücksichtigt wird und die Form (c), wenn weiterhin die anfängliche Breite der Ortsverteilung σ_z in die Rechnung eingeht (s. Gl. 4.6). Die Eintrittsapertur führt zu einer Verringerung der Gesamtzahl nachgewiesener Atome, so daß die Verteilung (a) im gegebenen Maßstab noch mit dem Faktor 7.9 zu multiplizieren ist.

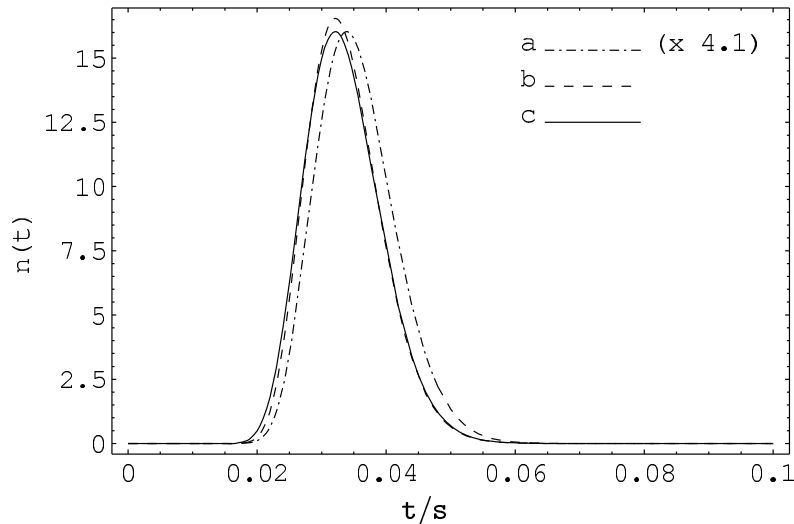


Abbildung 4.4: Ankunftszeitverteilung der Atome nach Kühlung in einer optischen Melasse bei einer anfänglichen Geschwindigkeitsverteilung der Atome mit $\sigma_v = 5v_{\text{rec}}$. Alle anderen Parameter haben Werte wie die in Abb. 4.3 angegebenen; die Legende folgt ebenfalls Abb. 4.3.

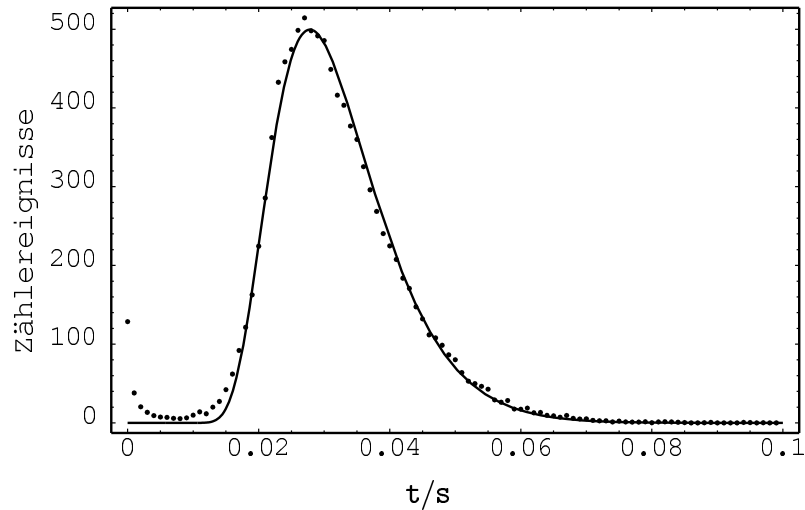


Abbildung 4.5: Flugzeitspektrum von Ar^* -Atomen aus einer magneto-optischen Falle. Das Spektrum wurde über 10 Durchläufe summiert; die Kanalbreite beträgt 1 ms. Das starke Signal innerhalb der ersten Millisekunden rührt von Ionen und evtl. UV-Photonen her, die bei der Penning-Ionisation von Ar^* -Atomen in der Atomwolke entstehen. An die Meßwerte ist eine Kurve nach Gl. 4.6 gefittet, aus der sich eine Fallhöhe von $z_0 = (6.1 \pm 0.2)$ mm und eine Breite der Geschwindigkeitsverteilung von $\sigma_v = (8.4 \pm 0.4) \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ ergeben. Die Summe der Zählereignisse beträgt insgesamt $10.8 \cdot 10^3$.

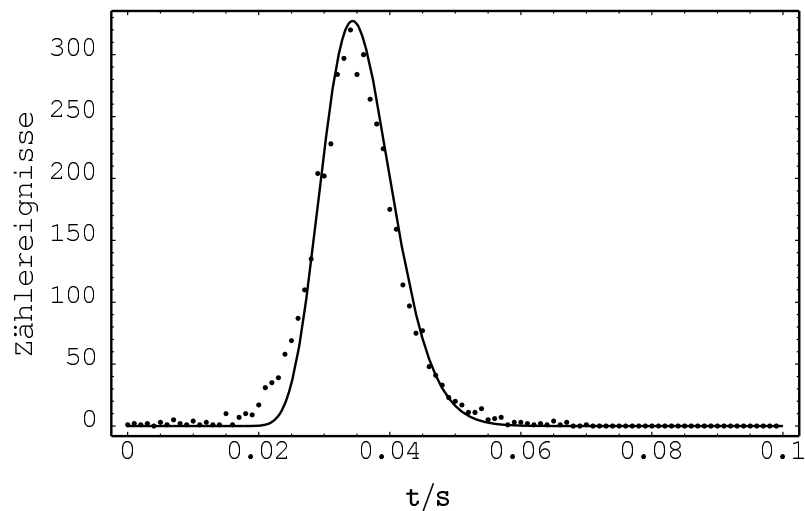


Abbildung 4.6: Flugzeitspektrum von Ar^* -Atomen aus einer magneto-optischen Falle nach Kühlung in einer optischen Melasse. Das Spektrum wurde ebenfalls über 10 Durchläufe integriert und ein Fit nach Gl. 4.6 durchgeführt. Die Breite der Geschwindigkeitsverteilung beträgt hier $\sigma_v = (5.5 \pm 0.1) \frac{\text{cm}}{\text{s}}$, die Anzahl der Zählereignisse $4.5 \cdot 10^3$. Die Ursache für die Abweichung des Spektrums vom Fit bei $t \approx 0.02$ s dürfte auf Streumagnetfelder zurückzuführen sein.

auslösen¹. Es wurde ebenfalls demonstriert, daß es bei einem Vorzeichenwechsel aller Spannungen an der Elektronenoptik möglich ist, die bei der Resonanzionisation entstehenden positiv geladenen Ar^+ -Ionen direkt nachzuweisen.

Mit einer Melassenphase sind tiefere Temperaturen erreichbar als durch die Kühlung in einer MOT allein. Abb. 4.6 zeigt ein Flugzeitspektrum von Atomen nach einer Kühlphase in einer optischen Melasse. Die aus dem Fit nach Gl. 4.4 ermittelten Parameter sind $\sigma_v = 5.6 \frac{\text{cm}}{\text{s}} = 4.7 v_{\text{rec}} \hat{=} 15 \mu\text{K}$. Die Kühlung der Atome in einer Melasse erfordert eine sehr gute Unterdrückung des Erdmagnetfeldes und von Streumagnetfeldern, da die Atome ansonsten beim Abschalten des Magnetfeldes in der optischen Melasse nicht gekühlt, sondern aufgeheizt oder gar gerichtet beschleunigt werden [81]. Mit dem letztgenannten Effekt ließe sich in definierter Form ein langsamer und intensiver Atomstrahl mit schmaler Breite der Geschwindigkeitsverteilung erzeugen [117]. Anstelle der aus einer MOT freigesetzten, frei fallenden Wolke von Atomen könnte auch ein derartiger Atomstrahl zum Laden des Wellenleiters mit Atomen Anwendung finden.

4.1.2 Energieverteilung der Atome

Neben der Ankunftszeitverteilung der Atome ist noch die Verteilungsfunktion ihrer Geschwindigkeit und kinetischen Energie an der Oberfläche des Prismas für die Beschreibung des Reflexions- und Transferprozesses von Bedeutung, da diese im wesentlichen die Dynamik der Atome im Reflexionspotential und damit auch den Transferprozeß bestimmen. Die endliche Fallhöhe der Atome führt dazu, daß die Atome am Ort des Prismas eine bestimmte Mindestgeschwindigkeit vom Betrag $v_1 = \sqrt{2gz_0}$ haben, die gerade von den Atomen mit einer anfänglichen vertikalen Geschwindigkeitskomponente $v_z = 0$ angenommen wird. Atome mit Anfangsgeschwindigkeiten $v_z = \pm v_0$ haben am Prisma (bei $z = 0$) gleiche vertikale Geschwindigkeiten

$$v_1 = \sqrt{2gz_0 + v_0^2}. \quad (4.7)$$

Dies führt zu einer stark asymmetrischen Verteilung (Abb. 4.7), die für typische experimentelle Parameter ($z_0 = 6.1 \text{ mm}$, $\sigma_v = 5.10 v_{\text{rec}}$) wesentlich schmaler als die anfängliche Geschwindigkeitsverteilung ist (*Kinetic Compression* [43]):

$$n(v, z) dv = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp\left(-\frac{v^2 - 2gz}{2\sigma_v^2}\right) \frac{2v}{\sqrt{v^2 - 2gz}} dv, & \text{falls } v > \sqrt{2gz} \\ 0, & \text{falls } v \leq \sqrt{2gz}. \end{cases} \quad (4.8)$$

Die Verteilung der kinetischen Energie $E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} m_{\text{Ar}} v^2$ ist über eine einfache Transformation zu erhalten. Wird E_{kin} gemäß $\epsilon = E_{\text{kin}}/E_{\text{rec}}$ auf die Rückstoßenergie normiert, erhält man

$$n(\epsilon, z) d\epsilon = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp\left(-\frac{\epsilon - gz}{\sigma_v^2}\right) \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\epsilon - gz}} d\epsilon, & \text{falls } \epsilon > gz, \\ 0, & \text{falls } \epsilon \leq gz. \end{cases} \quad (4.9)$$

¹Prinzipiell könnte das Signal auch von Elektronen (oder sogar Photonen) stammen, die bei den Penning-Kollisionen in der MOT entstehen und – ohne auf das Prisma zu treffen – direkt auf den MCP-Detektor treffen. Dies läßt sich mit Hilfe des ortsauflösenden Detektor jedoch mit hoher Wahrscheinlichkeit ausschließen, da der Auftreffpunkt scharf abgebildet wird und deshalb in der Ebene des Prismas liegen muß.

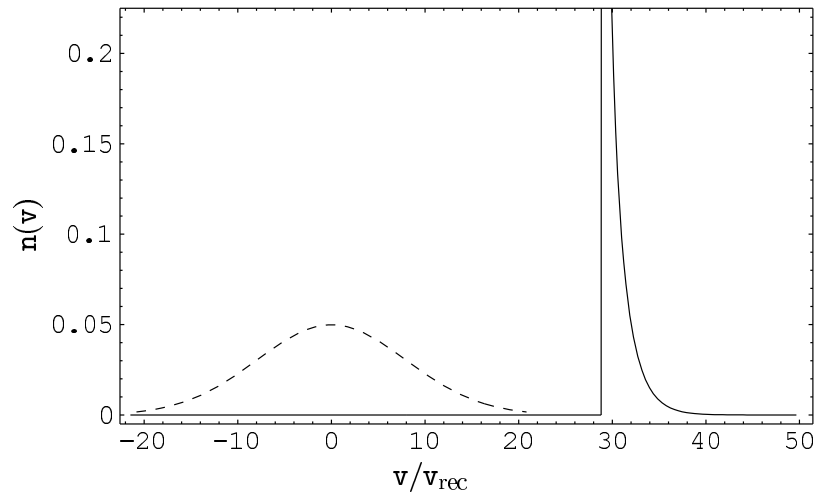


Abbildung 4.7: Geschwindigkeitsverteilung $n(v) dv$ von Atomen an der Prismenoberfläche. Die Atome werden aus einer MOT mit einer Geschwindigkeitsverteilung der Breite $\sigma_v = 8 v_{\text{rec}}$ freigegeben, die zum Vergleich mit eingetragen ist (gestrichelte Linie). Die MOT befindet sich in einer Höhe von $z_0 = 6.1$ mm über dem Prisma. Die anfängliche Ausdehnung σ_z der Atomwolke wird hier nicht berücksichtigt.

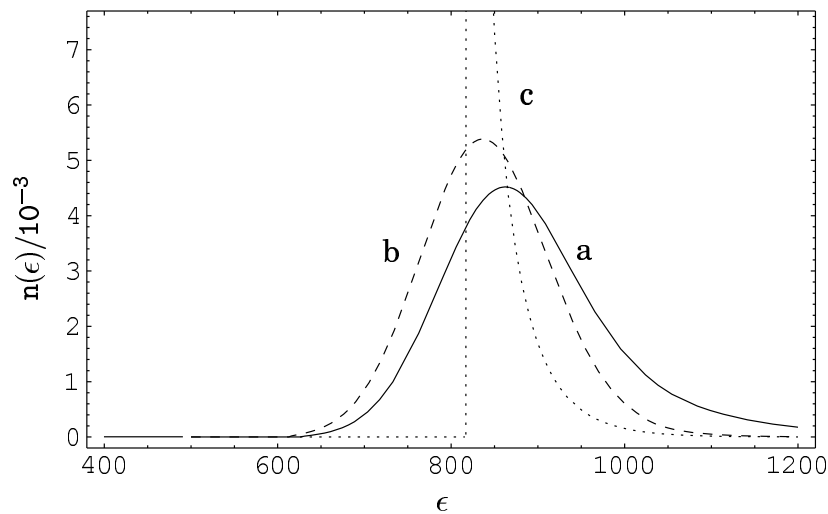


Abbildung 4.8: Energieverteilung $n(\epsilon) d\epsilon$ von Atomen an der Prismenoberfläche. (E_{kin} wurde auf die Rückstoßenergie E_{rec} normiert, $\epsilon = E_{\text{kin}}/E_{\text{rec}}$.) In (a) wurde eine anfängliche Geschwindigkeitsverteilung der Atome von $\sigma_v = 8 v_{\text{rec}}$ angenommen (MOT), in (b) von $\sigma_v = 5 v_{\text{rec}}$ (optische Melasse). In beiden Fällen betrug die Fallhöhe $z_0 = 6.1$ mm und die anfängliche Ausdehnung der Atomwolke $\sigma_z = 0.5$ mm. Zum Vergleich ist die Energieverteilung ohne Berücksichtigung der Ausdehnung σ_z mit eingetragen, wie sie der Geschwindigkeitsverteilung aus Abb. 4.7 entspricht (c). Offensichtlich ist die Ausdehnung der Wolke der für die Energieverteilung am Prisma entscheidende Faktor, der über den Effekt der Kinetic Compression dominiert.

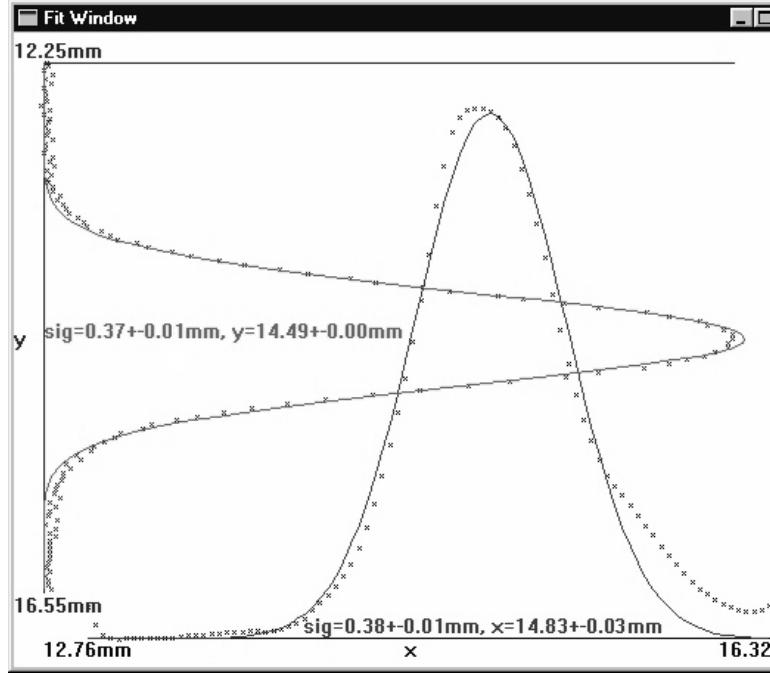


Abbildung 4.9: Querschnitt der Verteilung der atomaren Dichte in der MOT. Die Abbildung zeigt einen Bildschirmausschnitt des Programms zur Steuerung der CCD-Kamera, das einen Echtzeit-Fit einer Gaußschen Verteilung an die aufgenommene Intensitätsverteilung erlaubt [115].

Abb. 4.8 zeigt die Faltung von Gl. 4.9 mit der Ortsverteilung Gl. 4.1. Da hierfür kein geschlossener Ausdruck angegeben werden kann, wurden die Kurven numerisch berechnet. Die Geschwindigkeits- bzw. Energieverteilungen hängen offensichtlich wesentlich stärker von der anfänglichen Ortsverteilung ab als die Ankunftszeitverteilungen. Die Energieverteilung läßt sich – nach einer Kühlphase der Atome in einer optischen Melasse – bei Breiten der Geschwindigkeitsverteilung im Bereich von $\sigma_v \approx 5 v_{\text{rec}}$ gut durch eine Gaußfunktion mit der Breite $\sigma_E = g \sigma_z$ annähern.

4.1.3 Anzahl und Dichte der Atome

Die Messung der absoluten Anzahl der Atome in der MOT erfolgte mit einem CCD-Kamerasystem [115]. Hierzu wurde das Signal der Kamera anhand eines Laserstrahls bekannter Intensität geeicht. Dabei wurde der Winkel des Laserstrahls zur optischen Achse des Kameraobjektivs variiert, um den von der Kamera erfaßten Raumwinkel zu bestimmen [118]. Auf diese Weise kann die von den N Atomen in der MOT insgesamt gestreute Lichtleistung $P = N \Gamma_{\text{sc}} \hbar \omega$ ermittelt werden. Γ_{sc} ergibt sich für kleine Verstimmungen δ aus Gl. 2.15 zu

$$\Gamma_{\text{sc}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_{\text{Eff}}}{s_{\text{Eff}} + 1}, \quad s_{\text{Eff}} = C_{\text{eff}}^2 \frac{I}{I_S} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2}. \quad (4.10)$$

Als effektiver Clebsch-Gordan-Koeffizient wurde der in Ref. [57] bei Messungen an einer Cäsium-MOT für einen $F = 4 \rightarrow F = 5$ -Übergang in einer $\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration

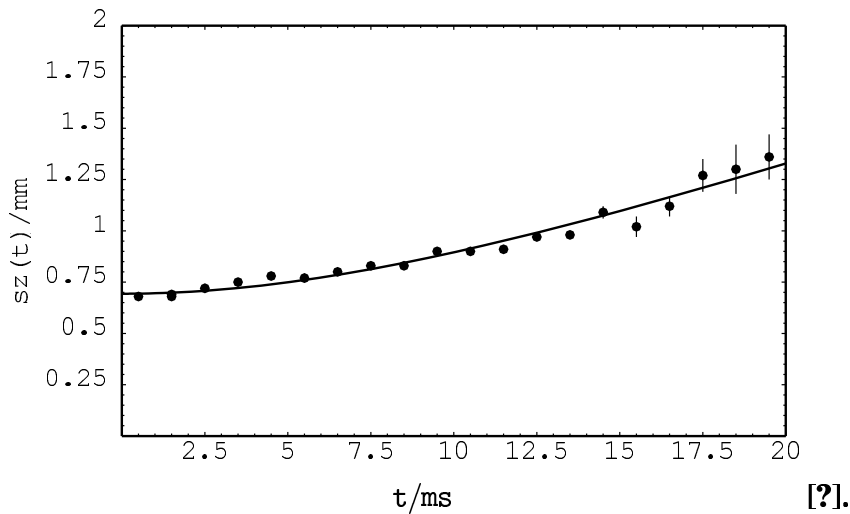


Abbildung 4.10: Radien $\sigma_z(t)$ der frei expandierenden Wolke von Ar^* -Atomen nach nach Kühlung in einer optischen Melasse. Die Radien $\sigma_z(t)$ wurden mit Hilfe des CCD-Kamerasystems bestimmt, wofür die MOT-Laserstrahlen nach einer Phase der freien Expansion im Dunkeln kurz angeschaltet wurden. Ein Fit der Meßwerte mit Gl. 4.11 ergibt für $t = 0$ einen Radius $\sigma_z(t = 0) = 0.69 \text{ mm}$ und eine Breite der Geschwindigkeitsverteilung von $\sigma_v = 5.7 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$, was einer Temperatur von $16 \mu\text{K}$ entspricht [115].

der Lichtfelder experimentell bestimmte Wert $C_{\text{eff}}^2 = 0.7$ herangezogen; der Wert für Ar^* mit einem $F = 3 \rightarrow F = 4$ -Übergang sollte nicht weit davon entfernt liegen.

Durch Vergleich dieses Wertes mit der vom elektronenoptischen Detektorsystem nachgewiesenen Anzahl von Atomen erhält man für die gesamte Nachweiseffizienz des Detektorsystems einen Wert von $\eta = (2.7 \pm 0.7)\%$ [115]. Ferner ist es möglich, die räumliche Verteilung der Atome in der MOT zu bestimmen: Als Breite der Ortsverteilung ergeben sich $\sigma_x = 0.38 \text{ mm}$ und $\sigma_y = \sigma_z = 0.37 \text{ mm}$, wobei die x -Achse durch die Symmetrieachse des MOT-Magnetfeldes gegeben ist. Da das Kamerasystem Aufnahmen der MOT mit sehr hoher Zeitaufösung gestattet, kann damit auf unabhängige Weise auch die Geschwindigkeitsverteilung in der MOT ermittelt werden. Die Dichte der Atome in einer MOT ist in guter Näherung Gauß-verteilt, wie aus Abb. 4.9 ersichtlich wird. Bei der Aufnahme von Abb. 4.9 kam bereits eine zweidimensionale Kompression des Atomstrahls zum Einsatz [119]. Deshalb lag hier die Zahl der Atome in der MOT mit $(4.1 \pm 0.5) \cdot 10^6$ um etwa eine Größenordnung über derjenigen bei den hier präsentierten Experimenten zum Wellenleiter. In den Simulationen zum Transferprozeß der Atome in das Wellenleiterpotential wurde ein maximaler Wert $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ angenommen.

Abb. 4.10 zeigt den Radius der Atomwolke nach einer Phase der freien Expansion als Funktion der Zeit. Die Messung erfolgte durch einen kurzen (1 ms) Lichtblitz auf die Atomwolke zum Zeitpunkt t mit den MOT-Laserstrahlen und eine Bestimmung ihres Radius mit der CCD-Kamera. Die MOT-Laserstrahlen sind während der Belichtungsphase um einige MHz rot verstimmmt, so daß sich eine optische Melasse ausbildet und die Form der Atomwolke sich während der Belichtungszeit nicht ändert [120].

Ein Fit der Funktion

$$\sigma_z(t) = \sqrt{\sigma_z(t=0)^2 + \sigma_v^2 t^2}, \quad (4.11)$$

der die Breite der Faltung der beiden Gaußverteilungen der Orts- und Geschwindigkeitsverteilung der Atome zum Zeitpunkt $t = 0$ beschreibt, ergibt aus dieser Messung die Werte $\sigma_v = (5.7 \pm 0.1) \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ in Übereinstimmung mit den aus den Flugzeitspektren erhaltenen Werten.

4.2 Reflexion der Atome am evaneszenten Feld

Die Reflexion der Ar^* -Atome vor der Prismenoberfläche erfolgt im Dipolpotential eines gegenüber dem Übergang $1s_5 - 2p_9$ weit blau verstimmten evaneszenten Lichtfeldes. Dieses Feld wird durch interne Totalreflexion eines Gaußschen Strahls erzeugt; durch resonante Anregung eines Oberflächenplasmons erfolgt eine starke Feldüberhöhung (s. Abschn. 3.3). Intensität, Verstimmung und Strahlparameter bestimmen die Höhe, horizontale Ausdehnung und und Abklinglänge des Reflexionspotentials. Störend wirkt sich daneben die Streuung von Photonen durch dieses Lichtfeld aus, der folgende zwei Prozesse zugrunde liegen:

- In dem Streulichtkegel, der vom Zerfall des Oberflächenplasmons in reale Photonen herrührt, streuen die Atome Photonen. Dieser Effekt findet bereits in weitem Abstand vor der Prismenoberfläche statt. Er führt einerseits zu einem Abbremsen der Atome durch den gerichteten Impulsübertrag, andererseits zu einer Aufheizung der fallenden Atomwolke.
- Die Anregung der Atome innerhalb des evaneszenten Feldes vom Zustand $1s_5$ nach $2p_9$ führt dazu, daß das Dipolpotential auf die Atome plötzlich nicht mehr repulsiv, sondern attraktiv wirkt. Die Atome werden also Richtung Prisma beschleunigt und zerfallen dort beim Kontakt mit der Oberfläche in den Grundzustand $1s_0$ oder erfahren – falls sie wieder in den Zustand $1s_5$ zurück fallen – eine starke Nettozunahme ihrer kinetischen Energie (s. Abb. 2.1). Streuung von Photonen führt weiter zu einem Impulsübertrag auf das Atom. Auch dieser erfolgt gerichtet, diesmal aber parallel zur Prismenoberfläche in Laufrichtung des Oberflächenplasmons.

Beide Effekte führen zu einer Verringerung der Phasenraumdichte der Atome während des Ladeprozesses. Ziel ist es daher, die Photonenstreurate in beiden Fällen zu minimieren, was nach Kap. 2.1 zum einen durch eine große Verstimmung der Frequenz, zum anderen durch eine kurze Anschaltzeit des Reflexionslasers möglich ist.

4.2.1 Reflexionspotential

Nach dem Abschalten der magneto-optischen Falle fallen die Atome frei in Richtung Prisma. Bevor sie die Prismenoberfläche erreichen, werden sie im optischen Potential einer gegen den Übergang $1s_5 - 2p_9$ weit blau verstimmten evaneszenten Lichtwelle abgebremst und – falls kein optisches Pumpen in den Zustand $1s_3$ erfolgt – reflektiert.

Potential des evaneszenten Lichtfeldes

Der Vektor \mathbf{k} des evaneszenten Lichtfeldes liege o. E. in der y - z -Ebene. Unter der Annahme eines konstanten Überhöhungsfaktors im Oberflächenplasmon über den ganzen Querschnitt des Gaußschen Strahls ist die elektrische Feldstärke im Reflexionsfeld

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 \exp \left(-i(k_x x - \omega t) - \frac{z}{\zeta_R} - \left(\frac{x}{w_x} \right)^2 - \left(\frac{y}{w_y} \right)^2 \right). \quad (4.12)$$

E_0 ist die maximale elektrische Feldstärke an der Oberfläche, \mathbf{k} der Lichtvektor, \mathbf{r} die Ortskoordinate, ζ_R die Abklinglänge des elektrischen Feldes der evaneszenten Welle und w_x und w_y die Strahltaillen in x und y -Richtung. Das elektrische Feld besteht demnach aus einer evaneszenten Welle in z -Richtung, senkrecht zur Oberfläche, und einer laufenden Welle in x -Richtung, parallel zur Oberfläche.

Die Intensitätsverteilung lautet damit

$$I(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} c \epsilon_0 |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 = I_{R0} \exp \left(-2 \frac{z}{\zeta_R} - 2 \left(\frac{x}{w_x} \right)^2 - 2 \left(\frac{y}{w_y} \right)^2 \right). \quad (4.13)$$

Für das Potential der evaneszenten Welle gilt nach Gl. 4.13 und 2.14:

$$V_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = C_{\text{eff R}}^2 \frac{\hbar \Gamma_R^2}{8 \delta_R} \frac{I(\mathbf{r})}{I_{\text{SR}}} = V_0(x, y) \exp \left(-\frac{2z}{\zeta_R} \right). \quad (4.14)$$

I_{SR} ist die Sättigungsintensität, Γ_R die Linienbreite und δ_R die Verstimmung des Reflexionslasers gegen den Übergang $1s_5 - 2p_9$. Für den Kopplungskoeffizienten zwischen Atom und evaneszentem Lichtfeld wird der effektive Clebsch-Gordan-Koeffizient für π -Polarisation, $C_{\text{eff R}} = 0.68$, angenommen. Die Strahltaillen w_x und w_y sind für einen ursprünglich kreisförmigen Strahlquerschnitt, der unter einem Winkel von θ_R zur Prismenoberfläche einfällt, mit der Strahltaile w_R gegeben durch

$$w_x = w_R, \quad w_y = (\cos \theta_R)^{-1} w_R,$$

wobei $\theta_R = 0.7460$ der Einfallswinkel des Laserstrahls ist (vgl. Tab. 3.1), und $w_R = 0.67$ mm.

Atom-Oberflächen-Wechselwirkung

In der Nähe einer leitenden Oberfläche unterliegen die Ar^* -Atome der van der Waals-Wechselwirkung. Bei der Untersuchung des Reflexionsprozesses ist diese in ihrer retardierten Form, der Casimir-Polder-Wechselwirkung, zu berücksichtigen, da die Reichweite der nicht retardierten Wechselwirkung unter $\lambda/10$ liegt [121, 122]. In [123, 124] wurde die Atom-Oberflächen-Wechselwirkung direkt bei der Reflexion von Rb-Atomen im Grundzustand an einem evaneszenten Lichtfeld untersucht. Das Casimir-Polder-Potential zwischen einem Ar^* -Atom im Zustand $1s_5$ und einer leitenden Oberfläche lautet

$$U_{\text{CP}}(z) = -\frac{3 \hbar c \alpha_{1s_5}}{32 \pi^2 \epsilon_0} \frac{1}{z^4} = C_4 \frac{1}{z^4}, \quad \text{wobei } C_4 = 1.7 \cdot 10^{-55} \text{ J m}^4. \quad (4.15)$$

Nach [125] ist die atomare Polarisierbarkeit des Zustands $1s_5$ gegeben durch $\alpha_{1s_5} = 4\pi\epsilon_0 \cdot (44.7 \pm 0.9) \cdot 10^{-30} \text{ m}^3$. Wird die endliche Reflektivität der Goldschicht berücksichtigt, ist Gl. 4.15 noch mit einem Faktor der Form $(1 - \epsilon)/(1 + \epsilon)$ zu multiplizieren; dies führt zu einer Verringerung der Wechselwirkung um etwa 5%. Nach Ref. [126] ist eine Korrektur dieses Faktors notwendig, wenn die Frequenz des atomaren Dipolüberganges nahe der Frequenz eines Oberflächenplasmons der Metallschicht liegt, wie es hier im Prinzip ja der Fall ist. Signifikante Änderungen treten allerdings nur bei Abständen kleiner der Schichtdicke des Metalls auf, so daß dieser Effekt hier nicht weiter berücksichtigt werden muß.

Der charakteristische Abstand, an dem die Atom-Oberflächen-Wechselwirkung für die Reflexion der Atome entscheidend wird, ist an der Stelle gegeben, an der die kinetische Energie der fallenden Atome (und damit die Höhe des Reflexionspotentials) gleich dem Betrag des Casimir-Polder-Potentials wird. Unter den gegebenen Bedingungen ist dies bei einem Abstand von $z \approx 80 \text{ nm}$ der Fall. Dieser Punkt liegt hinreichend weit vom ersten Minimum des Wellenleiterpotentials bei 253 nm (bei roter Verstimmung des Wellenleiterlichtfeldes) bzw. 534 nm (bei blauer Verstimmung) entfernt, so daß noch kein spürbarer Einfluß auf die Reflexion der Atome und ihren Transfer in das Wellenleiterpotential zu erwarten ist (s. hierzu Kap. 4.4).

Im Wellenleiterexperiment soll der klassische Umkehrpunkt der fallenden Atome an den Minima des Wellenleiterpotentials liegen: Im Falle blauer Verstimmung des Wellenleiterlichtfeldes also bei einem Abstand von $\frac{1}{2}\sqrt{2}\lambda_W = 534 \text{ nm}$, dem ersten Knoten der stehenden Welle vor dem Prisma; im Falle roter Verstimmung bei Abständen von 253 nm bzw. 815 nm für den ersten bzw. zweiten Bauch der stehenden Welle. Nur im ersten Minimum bei roter Verstimmung, also bei 253 nm , ist ein spürbarer Einfluß der Casimir-Polder-Wechselwirkung auf den Reflexionsprozeß zu erwarten, der sich in einer erhöhten Tunnelwahrscheinlichkeit der Atome durch das Reflexionspotential zur Prismenoberfläche hin äußert. Der Tunneleffekt durch die Casimir-Polder-Wechselwirkung tritt wesentlich deutlicher beim Wellenleiterpotential zu Tage und wird in Kap. 4.4 näher untersucht; dort wird auch gezeigt, daß im ersten Potentialminimum bei roter Verstimmung praktisch keine Atome gespeichert werden können, so daß die Wirkung des Casimir-Polder-Potentials bei der Untersuchung des Reflexionsprozesses nicht berücksichtigt werden muß.

Klassische Bewegungsgleichung

Die klassische Bewegungsgleichung der Atome unter Einfluß des Gravitationspotentials, des Dipolpotentials der evaneszenten Welle und der Casimir-Polder-Wechselwirkung lautet mit Gl. 4.14:

$$m\ddot{z} = -mg - \frac{\partial}{\partial z}V_{\text{dip}}(\mathbf{r}) - \frac{\partial}{\partial z}U_{\text{CP}}(z), \quad (4.16)$$

wobei $z(t_0) = z_0$ und $\dot{z}(t_0) = v_0$.

z_0 ist der Ort, an dem sich das Atom zum Zeitpunkt t_0 des Abschaltens der MOT befindet und v_0 seine Anfangsgeschwindigkeit in z -Richtung. Aufgrund der sehr unterschiedlichen Längenskalen, auf der das Gravitationspotential und das Potential des

evaneszenten Lichtfeldes wirken, läßt sich einerseits der Einfluß des evaneszenten Reflexionsfeldes bei Abständen sehr viel größer als der Abfalllänge des Oberflächenplasmons, $z \gg \zeta_R$, und andererseits der Einfluß der Gravitation innerhalb des Bereichs des Lichtfeldes, $z \approx \zeta_R$, vernachlässigen. Die Reflexion der Atome am Potential der evaneszenten Welle kann also unter der Annahme einer konstanten Anfangsgeschwindigkeit unter Vernachlässigung der Gravitation beschrieben werden. Damit ergibt sich aus Gl. 4.16:

$$m \ddot{z} = -V_0(x, y) \frac{2}{\zeta_R} \exp\left(-\frac{2z}{\zeta_R}\right). \quad (4.17)$$

Die kinetische Energie bzw. die Geschwindigkeit eines Atoms senkrecht zum Prisma nahe an der Oberfläche ergibt sich mit Gl. 4.7 zu

$$E_1 = \frac{1}{2} m v_1^2 = \frac{1}{2} m v_0^2 + m g z_0. \quad (4.18)$$

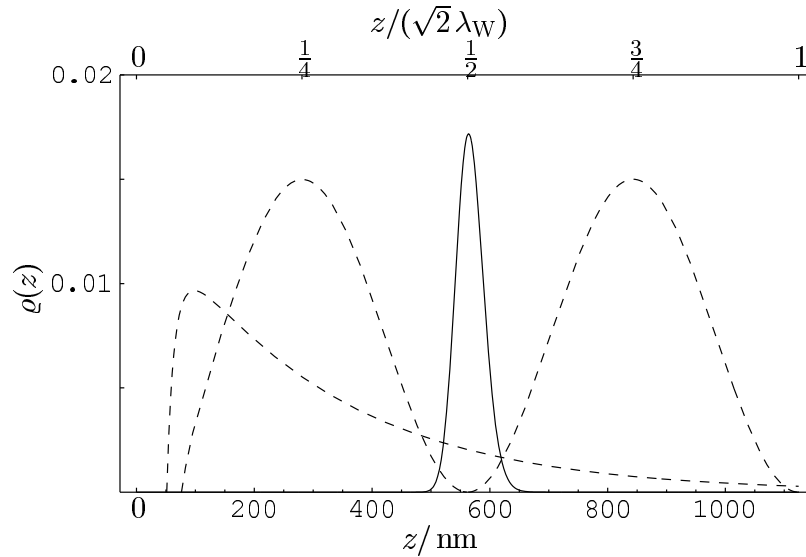


Abbildung 4.11: Ortsverteilung $\rho(z)$ des klassischen Umkehrpunktes als Funktion des Abstandes z bei einer anfänglichen Ausdehnung der MOT von $\sigma_z = 0.5$ mm (durchgezogene Linie). Die anfängliche Breite der Geschwindigkeitsverteilung σ_v kann hierbei vernachlässigt werden. Gepunktet eingetragen sind weiter die Potentiale des evaneszenten Reflexionsfeldes und einer blau verstimmt stehenden Welle. Die Potentialhöhen sind in willkürlichen Einheiten angegeben.

Mit einer Fallhöhe von $z_0 = 6.1$ mm ergibt sich für $v_0 = 0$ eine Geschwindigkeit von $v_1 = 0.34 \frac{\text{m}}{\text{s}} = 28 v_{\text{rec}}$ am Prisma. Die Breite der Geschwindigkeitsverteilung σ_{v1} folgt aus der anfänglichen Ausdehnung und Temperatur der Atomwolke. Wie in Abschn. 4.1.2 gezeigt, werden Energie- und Geschwindigkeitsverteilung der Atome am Prisma in erster Linie durch die anfängliche Ausdehnung bestimmt. Die van der Waals-Wechselwirkung kann im relevanten Bereich von $z \geq \frac{1}{2}\sqrt{2}\lambda_W$ bei der Betrachtung des Reflexionsprozesses vernachlässigt werden.

Mit der Randbedingung 4.18 läßt sich eine geschlossene Lösung von Gl. 4.17 angeben [127]:

$$z(t) = \frac{\zeta_R}{2} \left(\ln \frac{v_2}{v_1} + \ln \left(\cosh \left(2 v_1 \frac{t - t_1}{\zeta_R} \right) \right) \right). \quad (4.19)$$

v_1 ist nach Gl. 4.18 die Geschwindigkeit des Atoms am Prisma, v_2 entspricht der maximalen Geschwindigkeit, bei der ein Atom gerade noch vom Potential $V_{\text{dip}}(\mathbf{r})$ nach Gl. 4.14 reflektiert wird,

$$v_2 = \sqrt{\frac{2}{m} V_0(x, y)}. \quad (4.20)$$

t_1 ist der Zeitpunkt, an dem sich das Atom am klassischen Umkehrpunkt der Bewegung befindet:

$$z_1 = z(t_1) = \frac{\zeta_R}{2} \left(\ln \frac{v_2}{v_1} \right). \quad (4.21)$$

Aus 4.19 läßt sich die z -Komponente der Geschwindigkeit als Funktion der Zeit ableiten:

$$\dot{z}(t) = v_2 \tanh \left(\frac{t - t_1}{\zeta_R} v_2 \right). \quad (4.22)$$

Abb. 4.11 zeigt die Ortsverteilung des klassischen Umkehrpunktes einer Atomwolke mit einer anfänglichen Ausdehnung von $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ bei optimaler Höhe des Reflexionspotentials. Die tatsächliche Breite der Ortsverteilung ist wohl größer, da der magnetische Unterzustand der Atome bei der Reflexion nicht definiert ist und diese nach Abschn. 2.2.2 unterschiedlich stark an das Reflexionslichtfeld koppeln.

Für die Gültigkeit des Potentialansatzes muß die Adiabazitätsbedingung 2.12 erfüllt sein. Diese läßt sich als Bedingung für die Intensitätsänderung $\frac{d}{dt} I$ umformulieren gemäß

$$\frac{d}{dt} I \ll \frac{4 I_{\text{SR}} \delta_R^3}{\Gamma_R^2 C_{\text{eff R}}^2}.$$

Für Verstimmungen von $\delta_R = 2\pi \cdot 0.23 \text{ GHz}$ bzw. $\delta_R = 2\pi \cdot 0.65 \text{ GHz}$ müssen demnach die Bedingungen $\frac{d}{dt} I \ll 3.0 \cdot 10^{14} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{s}}$ und $\frac{d}{dt} I \ll 6.8 \cdot 10^{15} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{s}}$ erfüllt sein. Die typische Zeitdauer für den Reflexionsprozeß ist von der Größenordnung $\zeta_R/v_1 \approx 0.1 \mu\text{s}$. Tatsächlich folgt aus

$$\left| \frac{d}{dt} I \right| < I_{\text{R0}} \left| \tanh \left(\frac{t - t_1}{\zeta_R} v_1 \right) \right| 2 \zeta_R v_1 < I_{\text{R0}} \zeta_R v_1, \quad (4.23)$$

daß $\left| \frac{d}{dt} I \right| \ll 1.6 \cdot 10^{10} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{s}}$ bzw. $\frac{d}{dt} I \ll 4.8 \cdot 10^{10} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{s}}$. Die Adiabazitätsbedingung ist damit erfüllt, der Potentialansatz also gerechtfertigt. Damit sollte das evaneszente Reflexionslichtfeld oberhalb einer bestimmten Intensität einen quasi perfekten Spiegel für Atome darstellen. (Im Experiment bedeutet dies, daß die Atome in diesem Bereich keinen Kontakt mit der Oberfläche haben und dort nicht abgeregt und nachgewiesen werden.) Der Betrag dieser minimal erforderlichen Intensität wird von der kleinsten

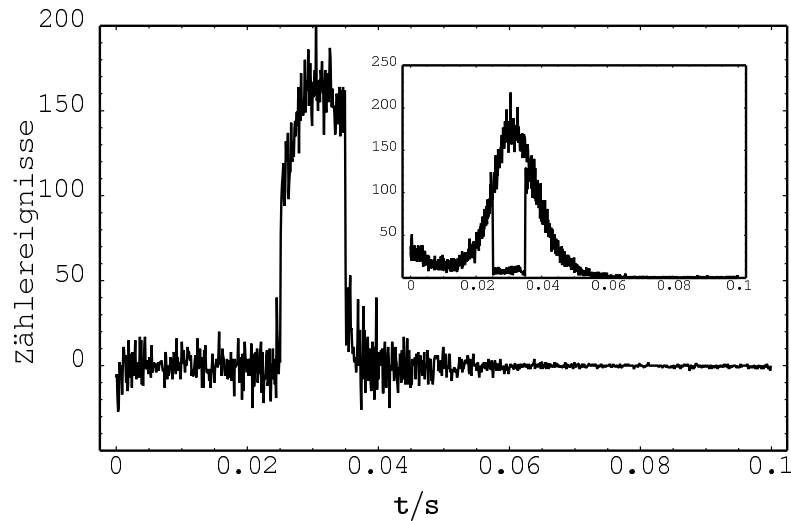


Abbildung 4.12: Reflexionsprozeß bei blauer (positiver) Verstimmung des Reflexionslasers. Aufgetragen ist die Differenz der Zählereignisse von je 2 Flugzeitspektren mit („Signal“) und ohne („Referenz“) Reflexionslichtfeld. Das eingefügte Bild zeigt überlagert die Flugzeitspektren von Referenz und Signal. Die Verstimmung des Reflexionslasers betrug 0.23 GHz, die Leistung $P = 26$ mW (dies entspricht einer einfallenden Lichtintensität von $\tilde{I}_R = 2.6 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$). Der Reflexionslaser war im Zeitfenster von 25 ms bis 35 ms eingeschaltet.

Kopplungskonstanten der am Übergang beteiligten magnetischen Unterzustände bestimmt. In Ref. [128] wird eine semiklassische Behandlung des Reflexionsprozesses mit einer Quanten-Monte-Carlo-Simulation verglichen; auch dort stimmen die Ergebnisse gut überein, sofern bei der Reflexion keine spontanen Emissionen auftreten.

Abb. 4.12 zeigt ein differentielle Flugzeitspektrum (d.h., die Differenz zwischen einem „Referenzspektrum“, das ohne Reflexionslichtfeld aufgenommen wurde, und einem „Signalspektrum“ mit Reflexionslichtfeld) bei blauer Verstimmung von $+0.23$ GHz und einer Intensität des Reflexionslasers von $2.7 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$. Die Steuerung von Ein- und Ausschaltzeitpunkt des Reflexionslasers erfolgt dabei über einen Verzögerungsschalter, der aus einer Steuersequenz analog Abb. 4.1 heraus getriggert wird. Innerhalb des Zeitfensters von 25 ms bis 35 ms, in dem das Reflexionslichtfeld wirksam ist, werden fast alle Atome reflektiert. Die wenigen, die dort nicht reflektiert werden und auf die Prismenoberfläche treffen, stammen vom Rand des Reflexionsbereiches, wo die Intensität des Lichtfeldes unter dem für vollständige Reflexion erforderlichen Schwellenwert liegt (s. Abb. 4.22 (a)). Im gezeigten Flugzeitspektrum war der Laser in einem Zeitfenster von 25 ms bis 35 ms eingeschaltet. Das hohe Untergrundrauschen ist auf die Differenzbildung zweier fast gleicher Größen zurückzuführen, da ein Differenzwert $n = n_{\text{Sig}} - n_{\text{Ref}}$ eine Standardabweichung von $\Delta n = \sqrt{\Delta n_{\text{Sig}}^2 + \Delta n_{\text{Ref}}^2}$ hat.

Während des freien Falles Richtung Prisma absorbieren die Atome Photonen aus dem Streulichtkegel des Oberflächenplasmons. Die meisten Photonen absorbieren diejenigen Atome, die am Ende des Zeitfensters der Reflexion ankommen; die Abschätzung im nächsten Abschnitt ergibt hierfür einen Mittelwert von $N = 18$ Photonen, so daß es

noch nicht zu einer Reflexion der Atome am Streulicht kommt. In den Flugzeitspektren sind deshalb beim Ein- und Ausschalten des Reflexionslasers scharfe Kanten zu beobachten.

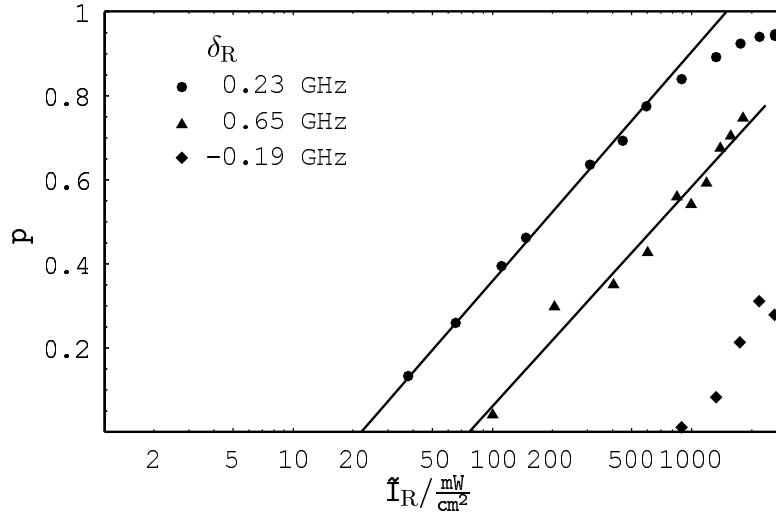


Abbildung 4.13: Anteil p der reflektierten Atome als Funktion der Intensität des evaneszenten Lichtfeldes (in logarithmischer Auftragung); variiert wurde dabei die Verstimmung δ_R . Bei blauer (positiver) Verstimmung werden die Atome am Potential des evaneszenten Lichtfeldes reflektiert; bei roter (negativer) Verstimmung kann die „Reflexion“ nur durch den Impulsübertrag aus dem Streulicht absorbiert werden erfolgen.

Wenn die Atome auf das Prisma treffen, gilt für ihre kinetische Energie nach Gl. 4.18 $E_{\text{kin}} \geq m g z_0$, so daß es eine minimale Intensität des evaneszenten Reflexionsfeldes gibt; unterhalb dieser erfolgt keine Reflexion der Atome mehr. (Nach Gl. 4.19 entspricht dies dem Fall $z_1 < 0$ bzw. $v_2 < v_1$). Das Gebiet, innerhalb dessen die Atome reflektiert werden, hat nach Gl. 4.14 also die Gestalt einer Ellipse mit der Fläche A :

$$A = \pi w_x w_y \ln \frac{v_2}{v_1} = \frac{\pi}{2} w_x w_y \ln \frac{V_0(x, y)}{E_1}. \quad (4.24)$$

Die Fläche A dieser Ellipse wächst proportional zum Logarithmus des Potentials V_0 und damit der Intensität I_{R0} des evaneszenten Lichtfeldes. In Abb. 4.13 ist der Anteil reflektierter Atome p gegen den Logarithmus der eingestrahlten Intensität aufgetragen. p ergibt sich aus dem Verhältnis der Summe über die im Zeitfenster von 25 ms bis 35 ms liegenden Zählereignisse im differentiellen Flugzeitspektrum zur entsprechenden Summe im Referenzspektrum.

Die Extrapolation der Ausgleichsgeraden ermöglicht die Bestimmung der minimalen Intensität, die zur Reflexion der Atome nötig ist, und damit die Intensitätsüberhöhung des evaneszenten Feldes durch das Oberflächenplasmon. Dieser Wert ist für die Optimierung der Lage des klassischen Umkehrpunktes relativ zum Wellenleiterpotential entscheidend. Dieses Verfahren vermeidet systematische Fehler durch die Atom-Oberflächen-Wechselwirkung (s. Abschn. 4.2.1), wie sie bei geringen Intensitäten auftreten würden, denn die Atome werden relativ weit vor der Oberfläche reflektiert. Wegen

des großen Reflexionsbereiches ist es zudem unempfindlich gegenüber der räumlichen Verteilung der Atome. Nur bei sehr großen Potentialhöhen, wie es z. B. in Abb. 4.12 der Fall ist, überdeckt die Fläche des Reflexionsbereiches das Gesichtsfeld der Nachweisoptik. Dies führt zu einer Sättigung der Anzahl nachgewiesener Atome, d. h. die Meßwerte weichen systematisch von der Ausgleichsgeraden ab.

Da die kinetische Energie der Atome beim Erreichen der Oberfläche bekannt ist, kann durch Vergleich der minimalen für die Reflexion erforderlichen Intensität I_{R0} mit der eingestrahlten Intensität \tilde{I}_R der durch die Anregung des Oberflächenplasmons erzielte Überhöhungsfaktor des evaneszenten Feldes ermittelt werden: Aus der Bedingung $v_1 = v_2$ folgt für die minimal zur Reflexion nötige Intensität

$$I_R = m g z_0 \frac{8 \delta_R}{\hbar C_{\text{eff R}}^2 \Gamma_R^2} I_{\text{SR}}. \quad (4.25)$$

Für eine Verstimmung von $\delta_R = 2\pi \cdot 0.65 \text{ GHz}$ ergibt sich für I_R ein Wert von $I_R = 2.38 \cdot 10^3 I_{\text{SR}} = 3.03 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$. Aus der entsprechenden Ausgleichsgeraden in Abb. 4.13 folgt eine eingestrahlte Intensität von $\tilde{I}_R = 77 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$. Die Überhöhungsfaktor beträgt hier also

$$T_R = \frac{I_R}{\tilde{I}_R} = 39. \quad (4.26)$$

Der auf diese Weise experimentell ermittelte Wert für die Überhöhung ist kleiner als der mittels der ATR-Methode bestimmte Wert von $T(\theta_0) = 67$. Eine mögliche Ursache für diese Abweichung könnten lokale Inhomogenitäten der Dielektrizitätskonstanten der Goldschicht sein, die zu starken lokalen Variationen des Überhöhungsfaktors führen können [129].

Die Abstände z_W der Potentialminima des Wellenleiterpotentials von der Prismenoberfläche betragen 253 nm und 815 nm für das erste und zweite Potentialminimum bei roter Verstimmung des Wellenleiterlichtfeldes und 534 nm bei blauer Verstimmung (s. Abschn. 4.3.2). Diese Abstände erfordern eingestrahlte Intensitäten \tilde{I}_R von $0.19 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, $1.39 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ und $0.51 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, was Leistungen von 1.9 mW, 13.9 mW und 5.1 mW entspricht.

4.2.2 Einfluß von gestreuten Photonen

Eine für das Experiment kritische Größe ist die Streuung von Photonen aus dem Zerfall des Oberflächenplasmons des Reflexionslasers. Bei den ersten Versuchen zur Reflexion der Atome kam zuerst eine Silberschicht zum Einsatz, um ein Oberflächenplasmon zur resonanten Überhöhung des Reflexionslichtfeldes anzuregen. Die starke Rauigkeit der Silberschicht nach der Präparation (vgl. Abb. 3.10) führte jedoch zu einem intensiven Streulichtkegel im Halbraum vor dem Prisma. Deshalb erreichten die Atome überwiegend wohl gar nicht den Wirkungsbereich des evaneszenten Feldes an der Prismenoberfläche, sondern wurden bereits vorher von den Photonen, die sie aus dem Streulichtkegel des Oberflächenplasmons absorbierten, abgebremst.

Das vom Zerfall des Oberflächenplasmons herrührende Streulicht wurde, wie in Abschn. 3.3.2 beschrieben, mit einer Photodiode gemessen. Der Einfluß des Streulichts auf den Reflexionsprozeß wurde jedoch auch direkt untersucht, indem Atome aus einer

MOT auf ein um $\delta_R = 2\pi \cdot 0.19$ GHz rot verstimmtes evaneszentes Lichtfeld fallengelassen wurden. Obwohl in diesem Fall die Atome vom Dipolpotential nicht reflektiert, sondern vielmehr angezogen werden, beobachtet man bei hohen Lichtintensitäten eine „Reflexion“ der Atome: Die aus dem Streulicht absorbierten Photonen weisen alle einen senkrecht von der Prismenoberfläche weggewandten Impuls auf, die Impulsverteilung der spontan emittierten Photonen ist isotrop. Die Atomwolke wird also in ihrer Schwerpunktsbewegung gebremst, gleichzeitig erfährt sie aber eine Aufheizung durch die isotrope Emission der gestreuten Photonen. Insgesamt führt der Prozeß zu einer verringerten Phasenraumdicke der auf das Prisma treffenden Atomwolke; bei einer sehr hohen Streulichtintensität werden die Atome gar vollends abgebremst und gehen durch das Aufheizen in transversaler Richtung verloren.

Neben dem Streulicht vom Zerfall des Oberflächenplasmons kann auch das evaneszente Feld selbst zur Streuung von Photonen führen. Auch in diesem Fall erfolgt ein gerichteter Impulsübertrag auf die Atome, da das Lichtfeld des Oberflächenplasmons in transversaler Richtung eine laufende Welle darstellt. Die zu erwartenden Absorptionsraten sind jedoch so niedrig, daß keine störenden Einflüsse zu erwarten sind.

„Reflexion“ bei roter Verstimmung des Reflexions-Lasers

Für die Beschreibung der Streuung von Photonen aus dem Zerfall des Plasmons des Reflexionslasers werden einige vereinfachende Annahmen getroffen: Im Experiment wurde die Reflexion immer innerhalb eines schmalen Zeitfensters um die mittlere Ankunftszeit der Atome durchgeführt, um eine möglichst scharf definierte Verteilung der kinetischen Energie der Atome zu erhalten. Daher wird die Breite der Geschwindigkeitsverteilung der Atome vernachlässigt; ebenso die Breite der Ortsverteilung. Die Streulichtintensität des Reflexionslasers als Funktion des Abstandes von der Prismenoberfläche, $I_{\text{scR}}(z)$, ist durch die Abstrahlcharakteristik des Plasmons nach Kap. 3.3.2 durch Gl. 3.11 gegeben.

Die mittlere Anzahl $\overline{N_{\text{scR}}}$, kurz \overline{N} , der Photonen, die aus dem Streulichtkegel des Plasmons während des freien Falles der Atome gestreut werden, ergibt sich aus dem zeitlichen Integral über die Streurrate (Gl. 2.18) zu

$$\begin{aligned} \overline{N} &:= \overline{N_{\text{scR}}} = \int_{t_a}^{t_b} \Gamma_{\text{scR}}(t) dt = \\ &= \frac{C_{\text{effR}}^2 \Gamma_{\text{R}}^3}{8 \delta_{\text{R}}^2 I_{\text{SR}}} \int_{t_a}^{t_b} I_{\text{scR}}(t) dt \approx \frac{C_{\text{effR}}^2 \Gamma_{\text{R}}^3}{8 \delta_{\text{R}}^2 I_{\text{SR}}} \int_{z_a}^{z_b} I_{\text{scR}}(z) \frac{1}{\sqrt{g(z_0 - z)}} dz. \end{aligned} \quad (4.27)$$

Die MOT wird zum Zeitpunkt $t_0 = 0$ ms abgeschaltet, so daß die Atome in Richtung Prisma fallen. Im darauffolgenden Zeitintervall zwischen $t_a = 25$ ms und $t_b = 45$ ms wird das Reflexionsfeld eingeschaltet. Innerhalb dieses Zeitfensters, bei 35 ms, liegt die mittlere Ankunftszeit der Atome². Aus dem Streulicht des Reflexionslichtfeldes absorbierte Photonen bremsen den freien Fall der Atome ab. Von der Intensität des Streulichtfeldes hängt die mittlere Zahl \overline{N} absorbierter Photonen ab: Bei niedrigen Streulichtintensitäten ist \overline{N} klein und die Wirkung auf die Atome kann vernachlässigt

² „Mittlere Ankunftszeit“ bezieht sich hier auf den Zeitpunkt des Maximums der Zählereignisse im atomaren Flugzeitspektrum.

werden. Bei sehr hohen Streulichtintensitäten dagegen führt eine hohe Zahl absorbierender Photonen dazu, daß die Atome (für $\bar{N} \gtrsim 29$) vollends abgebremst oder transversal so stark aufgeheizt werden, daß sie nicht mehr auf die Prismenoberfläche auftreffen. Dieser Effekt führt zu der erwähnten „Reflexion“ der Atome bei roter Verstimmung des Reflexionsfeldes.

Die Näherung in Gl. 4.27 ist also bei niedrigen Streulichtintensitäten gültig und gibt eine untere Grenze für \bar{N} an. Der Wert des Integrals in Gl. 4.27 ist gegeben durch $3.05 \cdot 10^{-3} \text{ s} \cdot I_{\text{scR}}(0)$, wobei $I_{\text{scR}}(0)$ die mittlere Streulichtintensität im Gaußschen Strahlprofil des evaneszenten Lichtfeldes bezeichnet³. Mit den angegebenen Parametern erhält man aus Gl. 4.27 für niedrige Streulichtintensitäten

$$\bar{N} \gtrsim 9.7 C_{\text{effR}}^2 \frac{I_{\text{scR}}(0)}{I_{\text{SR}}} = 4.5 \frac{I_{\text{scR}}(0)}{I_{\text{SR}}}. \quad (4.28)$$

Abb. 4.14 zeigt ein Flugzeitspektrum bei roter Verstimmung des Reflexionslasers von 0.19 GHz und einer mittleren Intensität von $\tilde{I}_{\text{R}} = 2.0 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$. Im Vergleich mit der Reflexion bei blauer Verstimmung ist die Anzahl der „reflektierten“ Atome weit geringer. Ferner sind die ansteigende und die abfallende Flanke des Differenzsignals sehr flach, wie aufgrund der statistischen Natur der Photonenabsorption zu erwarten ist.

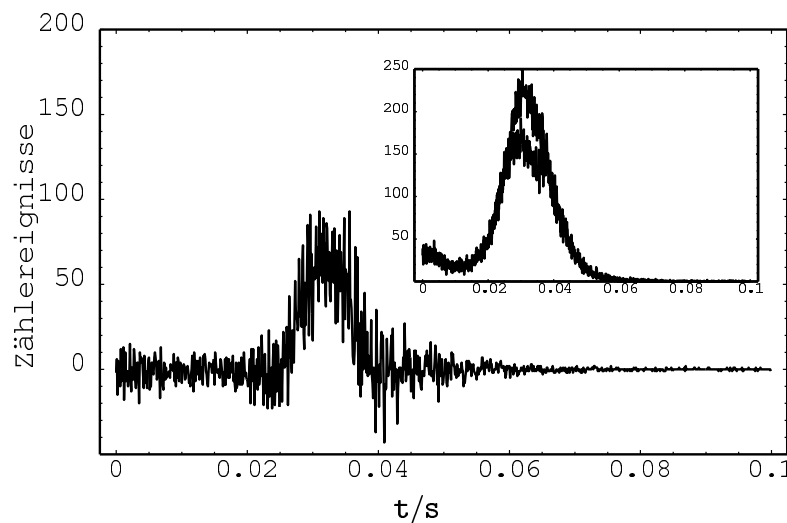


Abbildung 4.14: Differentielles Flugzeitspektrum bei roter Verstimmung des Reflexionslasers um $\delta_{\text{R}} = -2\pi \cdot 0.19 \text{ GHz}$ bei einer Intensität von $2.0 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$. Die Atome werden hier während des freien Falls Richtung Prisma von Photonen aus dem Streulichtkegel des Oberflächenplasmons abgebremst und auf diese Weise „reflektiert“. Dieser Effekt führt zu einem starken Aufheizen bzw. Verlust der Atome. Die eingefügte Graphik zeigt die zugrunde liegenden Flugzeitspektren.

³Die Streulicht-Intensität $I_{\text{scR}}(0)$ ist dabei zu unterscheiden von der Intensität $I_{\text{R}0}$ des evaneszenten Lichtfeldes bei $z = 0$! Im folgenden beziehen sich relative Angaben über $I_{\text{scR}}(0)$ immer auf die Intensität des eingestrahnten Lichtfeldes \tilde{I}_{R} .

Anzahl aus dem Streulichtkegel absorbierter Photonen

Die Bestimmung der mittleren Anzahl von Photonen, die die Atome während des Fallens absorbieren, ermöglicht eine Abschätzung der Streulichtintensität unter experimentellen Bedingungen. Das Experiment wird wieder bei roter Verstimmung des Reflexionslasers von 0.19 GHz durchgeführt. Dem Modell liegen folgende Annahmen zugrunde:

- Ein Atom fällt auf das Prisma und absorbiert dabei – abhängig von der Streulichtintensität – N Photonen aus dem Streulicht des Oberflächenplasmons. Es wird nachgewiesen, falls der dabei übertragene Impuls kleiner als der aus der Fallhöhe resultierende Impuls des Atoms am Prisma ist. Nach Kap. 4.1 entspricht einer Fallhöhe von $z_0 = 6.1 \text{ mm}$ eine mittlere Geschwindigkeit von 0.35 m/s am Prisma, das entspricht dem Rückstoßimpulsübertrag von $N_0 = 29$ Photonen. Durch geeignete Wahl eines Beobachtungszeitfensters läßt sich die Breite der Impulsverteilung einschränken.
- Die Absorption von Licht aus dem Streulichtkegel erfolgt Poisson-verteilt um einen Mittelwert von \bar{N} absorbierten Photonen, welcher von der Streulichtintensität $I_{\text{scR}}(z)$ der Lasererstimmung δ_{R} abhängt. Für $v \leq 29 v_{\text{rec}}$ ist die Dopp-
lernerstimmung $\mathbf{v} \cdot \mathbf{k} \leq 2\pi \cdot 0.4 \text{ MHz}$ und kann gegenüber der Lasererstimmung $\delta_{\text{R}} = -2\pi \cdot 0.19 \text{ GHz}$ vernachlässigt werden.

Unter den gegebenen Voraussetzungen und Näherungen ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, daß ein Atom mehr als N_0 Photonen absorbiert und damit das Prisma nicht erreicht, zu

$$\begin{aligned}
 p_{\bar{N}}(N \geq N_0) &\approx \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sqrt{\bar{N}}} \int_{N_0}^{\infty} \exp\left(-\frac{(N - \bar{N})^2}{2\bar{N}}\right) d\bar{N} \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\frac{N_0 - \bar{N}}{\bar{N}}}^{\infty} \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right) du \\
 &= \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{N_0}{\bar{N}} - 1\right)\right)\right), \quad \text{wobei} \\
 \operatorname{erf}(z) &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-u^2} du.
 \end{aligned} \tag{4.29}$$

Aufgelöst nach \bar{N} erhält man

$$\frac{\bar{N}}{N_0} \approx \left(\sqrt{2} \operatorname{erf}^{-1}(2p_{\bar{N}} - 1) + 1\right)^{-1} =: \eta_{\bar{N}}. \tag{4.30}$$

Die mittlere Anzahl der absorbierten Photonen \bar{N} ist – für relativ zur Sättigungsintensität niedrige Intensitäten – proportional zur Streulichtintensität $I_{\text{scR}}(0)$ und damit auch zur eingestrahnten Intensität \tilde{I}_{R} . Daher läßt sich aus dem Verhältnis zwischen dem Anteil $1 - p_{\bar{N}}$ vom Streulicht reflektierter Atome zur eingestrahnten Intensität das Verhältnis der Streulichtintensität $I_{\text{scR}}(0)$ zur eingestrahnten Intensität \tilde{I}_{R} abschätzen (s. Abb. 4.15). Bei der Bestimmung der linearen Ausgleichsgeraden werden nur die ersten vier Meßwerte herangezogen, was eine konservative, d. h. höher liegende,

Abschätzung der Streulichtintensität ergibt (s. Abb. 4.15). Die Steigung der Geraden beträgt

$$\frac{\eta_{\overline{N}}}{\tilde{I}_R} = 4.1 \cdot 10^{-5} \frac{\text{cm}^2}{\text{W}} = \frac{5.3 \cdot 10^{-4}}{I_{\text{SR}}}. \quad (4.31)$$

Gl. 4.28 und 4.31 zusammen ergeben ein Verhältnis der Streulichtintensität $I_{\text{scR}}(0)$ zur einfallenden Lichtintensität \tilde{I}_R von $I_{\text{scR}}(0)/\tilde{I}_R = 0.3\%$, vergleichbar mit dem an Luft an einem Referenzprisma gemessenen Wert von 0.44% (s. Abb. 3.14). Der so aus der Reflexionsmessung ermittelte Streulichtanteil wird bei der Abschätzung des Streulichteinflusses des Transferlasers beim optischen Pumpprozeß herangezogen.

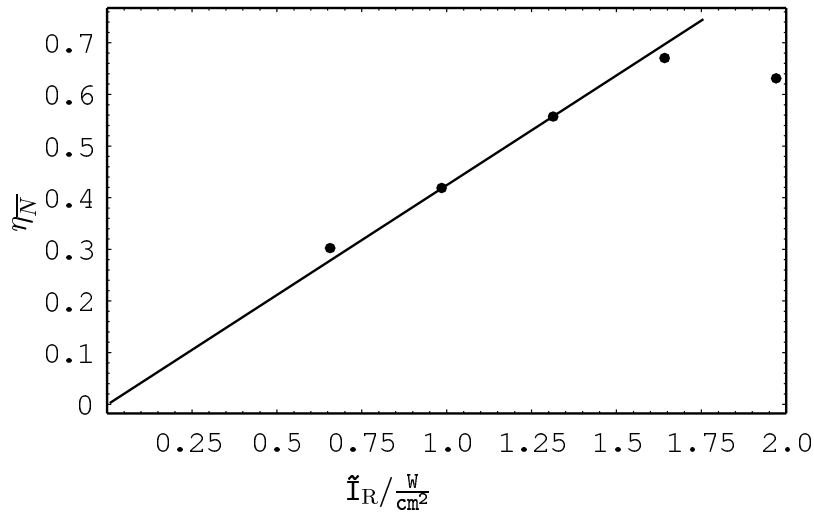


Abbildung 4.15: Der Parameter $\eta_{\overline{N}}$ als Funktion der Intensität \tilde{I}_R des einfallenden Lichtfeldes bei roter Verstimmung von $\delta_R = -2\pi \cdot 0.19$ GHz. Aus dem Anteil der vom Streulicht des Oberflächenplasmons „reflektierten“ Atome $1 - p_{\overline{N}}$, wie er in Messungen analog Abb. 4.13 erhalten wurde, läßt sich nach Gl. 4.30 der Parameter $\eta_{\overline{N}}$ ermitteln. Der Wert bei maximaler Intensität wurde beim Fit der linearen Ausgleichgeraden ausgeklammert, da sich hier die begrenzte Ausdehnung des Reflexionslichtfeldes und der Eintrittsapertur bemerkbar machen.

Aus dem evaneszenten Reflexionsfeld gestreute Photonen

Auch im Potential des evaneszenten Lichtfeldes des Reflexionslasers findet eine Anregung der Atome statt, so daß ebenfalls spontane Emissionsprozesse auftreten können. Im Bild der *Dressed States* geht das Niveau $1s_5$ über in den reflektierten Zustand $|1, n; \mathbf{r}\rangle$, das Niveau $2p_9$ in den attrahierten Zustand $|2, n - 1; \mathbf{r}\rangle$ (s. Abb. 2.1). Für Atome, die sich im Zustand $|2, n - 1; \mathbf{r}\rangle$ befinden, wirkt das Lichtfeld des „Reflexionslasers“ also attraktiv, die Atome werden in Richtung des Prismas beschleunigt. Sie gehen also entweder verloren, falls sie in Kontakt mit der Prismenoberfläche kommen; oder sie erfahren einen starken Energiezuwachs durch die starke Beschleunigung und die hohe potentielle Energie im evaneszenten Feld nahe am Prisma, falls ein spontaner Übergang von $|2, n - 1; \mathbf{r}\rangle$ nach $|1, n - 2; \mathbf{r}\rangle$ stattfindet. Beide Prozesse stehen dem Erreichen

einer hohen Phasenraumdicke der Atome im Wellenleiter im Wege, so daß auch die Photonenstreurate aus dem evaneszenten Reflexionsfeld minimiert werden muß. Wie im vorhergehenden Fall ist auch dies durch eine möglichst große Verstimmung des Reflexionslasers zu erreichen.

Im Gegensatz zur Streuung von Photonen aus dem Streulicht des Plasmons vor der Oberfläche hängt die Zahl der aus dem evaneszenten Lichtfeld des Reflexionspotential gestreuten Atome praktisch nicht von der Intensität des Reflexionspotentials ab: In der Bewegungsgleichung 4.19 bewirkt ein höheres Reflexionspotential nur eine Verschiebung des Umkehrpunktes um einige 100 nm, die gegenüber der Fallhöhe von einigen mm vernachlässigbar ist. Die Bahnkurven aller Atome mit gleicher vertikaler Geschwindigkeitskomponente v_1 im evaneszenten Lichtfeld unterscheiden sich nur in der Lage ihres Scheitelpunktes und gleichen sich ansonsten. Die mittlere Zahl gestreuter Photonen aus dem evaneszenten Reflexionsfeld ist also unabhängig von dessen Intensität und läßt sich aus der Beziehung zwischen Streurrate und Intensität des Lichtfeldes gemäß Gl. 2.18 ableiten:

$$\begin{aligned} N_{\text{sc}} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma_{\text{sc}}(t) dt = \frac{\Gamma_{\text{R}}^3}{4 \delta_{\text{R}}^2} C_{\text{eff R}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I_{\text{R}}(t)}{I_{\text{SR}}} dt \\ &= \pi \frac{\Gamma_{\text{R}}}{\delta_{\text{R}}} \frac{m_{\text{Ar}} \zeta_{\text{R}}}{\hbar} \sqrt{\frac{g \hbar}{2}}. \end{aligned} \quad (4.32)$$

Das Integral über die Intensität $I_{\text{R}}(t) = I_{\text{R}}(t_1) \exp(-2z(t)/\zeta_{\text{R}})$ läßt sich hierbei mit Gl. 4.19, der klassischen Bewegungsgleichung der Atome im evaneszenten Reflexionspotential, geschlossen lösen.

Für eine Verstimmung des Reflexionslichtfeldes von $\delta_{\text{R}} = 2\pi \cdot 0.23$ GHz errechnet sich für anfänglich ruhende Atome, die aus einer Höhe von $z_0 = 6.1$ mm auf das Prisma fallen, die Anzahl gestreuter Photonen zu $N_{\text{sc}} = 2.2$; für eine Verstimmung von $\delta_{\text{R}} = 2\pi \cdot 0.65$ GHz beträgt die im evaneszenten Feld gestreute Zahl von Photonen nur noch $N_{\text{sc}} = 0.8$. Die Dopplerverstimmung der Atome gegenüber dem Lichtfeld kann wegen der großen Verstimmung des Reflexionslichtfeldes vernachlässigt werden. Da die Atome beim Transfer in den Wellenleiter nicht reflektiert, sondern nur abgebremst und dann – im klassischen Umkehrpunkt – transferiert werden sollen, halbiert sich hier die Zahl der gestreuten Photonen, somit ist $N_{\text{sc}} \lesssim 0.4$.

Ein spontaner Übergang vom reflektierten Zustand $|1, n; \mathbf{r}\rangle$ in den Zustand $|2, n-1; \mathbf{r}\rangle$ führt nach Kap. 2.1 dazu, daß das Reflexionspotential attraktiv auf die Atome wirkt. Die Atome werden also in Richtung Prisma beschleunigt und gehen entweder beim Stoß mit der Oberfläche in der Regel verloren oder, falls sie vor Erreichen der Oberfläche wieder in den reflektierten Zustand $|1, n-2; \mathbf{r}\rangle$ übergehen, zu einer starken Zunahme ihrer kinetischen Energie. Dieser Effekt wurde genauer in Ref. [130, 131, 132] bei der Reflexion eines thermischen Strahls von Ar^* -Atomen an einer intensitätsüberhöhten evaneszenten Welle untersucht. Die Experimente zum Wellenleiter wurden bei einer Verstimmung von $\delta_{\text{R}} = 2\pi \cdot 0.65$ GHz durchgeführt, so daß aufgrund der kleinen mittleren Zahl pro Atom gestreuter Photonen dieser Effekt ebenfalls vernachlässigt werden kann.

4.3 Transfer der Atome in den Wellenleiter

Nach dem Abbremsen im evaneszenten Lichtfeld des Reflexionslasers werden die Atome – durch Streuung eines einzelnen Photons – optisch aus dem Zustand $1s_5$ in den Zustand $1s_3$ gepumpt. Falls dies gerade im klassischen Umkehrpunkt stattfindet, kommt die Bewegung des Atoms senkrecht zum Prisma zur Ruhe, während die Bewegung in transversaler Richtung praktisch unverändert bleibt. Die Energie des Atoms im Wellenleiterpotential setzt sich daher aus der verbleibenden kinetischen Energie und der potentiellen Energie des Atoms in der stehenden Welle zusammen. Um die Gesamtenergie zu minimieren, muß der Ort, an dem der Pumpprozess stattfindet, sowohl relativ zum Feld des Wellenleiterlasers als auch zum Feld des Reflexionslasers optimiert werden. Im folgenden Abschnitt wird die Suche nach hierfür geeigneten Parametern beschrieben. Die Bewegung des Atoms wird hierbei als klassisch angenommen, der Pumpprozess wird mittels einer Ratengleichung beschrieben.

4.3.1 Optischer Pumpprozess

Die Atome werden im evaneszenten Feld des Reflexionslasers abgebremst und sollen im klassischen Umkehrpunkt durch einen optischen Pumpprozess vom Zustand $1s_5$ durch Absorption eines 715 nm-Photons in den Zustand $2p_4$ angeregt und anschließende spontane Emission eines 795 nm-Photons in den Zustand $1s_3$ übergeführt werden (vgl. Abb. 2.2). Das Lichtfeld bei $\lambda_T = 715$ nm wird – wie das Reflexionsfeld – durch Anregung eines Oberflächenplasmons erzeugt. Die Abfalllänge ζ_T des evaneszenten Feldes beträgt 205 nm (s. Kap. 3.3.2). Die Verteilung des Orts $n(z)$, an dem die Atome optisch gepumpt werden, läßt sich direkt aus der Verteilung der lokalen optischen Pumprate $p(z)$ ermitteln.

Aus Abb. 2.2 ist ersichtlich, daß für eine vollständige Beschreibung des Transferprozesses im Prinzip alle (!) Niveaus der betrachteten Mannigfaltigkeiten und erlaubten Übergänge zwischen ihnen, insbesondere auch die Kopplungen durch Reflexions-, Transfer- und Wellenleiterlaser berücksichtigt werden müßten. Die im Experiment gegebene Situation gestattet jedoch einige Vereinfachungen des Systems, wodurch die Angabe einer Ratengleichung für den Transferprozess möglich wird:

- Der Zustand $1s_5$, in dem die Reflexion der Atome stattfindet, entwickelt sich adiabatisch im Reflexionspotential (Gl. 4.23). Aufgrund der großen Verstimmung des Reflexionslasers von 0.65 GHz beträgt die Besetzung des Zustandes $2p_9$ beim Reflexionsprozess im Umkehrpunkt maximal 1.7%; bei der Beschreibung des Transferprozesses kann daher in guter Näherung angenommen werden, alle Atome befänden sich im Zustand $1s_5$.
- Das Oberflächenplasmon des Transferlasers wird als p -polarisiert und die Besetzung der magnetischen Unterzustände des $1s_5$ -Niveaus wird als gleichverteilt angenommen. Die Kopplungskonstante des Transferlasers ist daher durch den effektiven Clebsch-Gordan-Koeffizienten $C_{\text{eff } T}$ für den Übergang $1s_5 - 2p_4$ gegeben (s. Kap. 2.2.2).
- Der Einstein-A-Koeffizient des Transferüberganges $1s_5 - 2p_4$ ist mit $A_T = 0.625 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s}}$ um einen Faktor 50 kleiner als der Einstein-A-Koeffizient $A_W = 18.6 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s}}$

des Überganges $2p_4 - 1s_3$. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Atom nach einer Anregung in den Zustand $2p_4$ wieder in den Zustand $1s_5$ zurückfällt, beträgt daher nur 2%. Bei der Beschreibung des optischen Pumpens beim Transferprozeß wird dieser Zerfallskanal vernachlässigt. Der Zerfall des Zustandes $2p_4$ über den Zustand $1s_2$ in den Grundzustand $1s_0$ mit einer Rate von $13.9 \cdot 10^6 \frac{1}{s}$ führt zu einem Verlust von 42% der Atome im Transferprozeß, muß ansonsten in der Simulation aber nicht berücksichtigt werden.

- Die Verstimmung des Lichtfeldes des Wellenleiterlasers ist von der Größenordnung einiger 100 pm, so daß innerhalb der für den Transferprozeß charakteristischen Zeitspanne keine Anregung der Atome aus dem Zustand $1s_3$ in den Zustand $2p_4$ erfolgt. Was den Transferprozeß angeht, kann die Wechselwirkung des Wellenleiterlichtfeldes mit den Atomen als ideales optisches Dipolpotential betrachtet werden.
- Wie beim Reflexionsprozeß wird angenommen, daß sich die Polarisierung der Atome im Lichtfeld des Transferlasers adiabatisch entwickelt. Die Randbedingungen für die Gültigkeit dieser Annahme werden im folgenden noch untersucht.
- Das vom Zerfall des Oberflächenplasmons des Transferlasers herrührende Streulicht wird in der Beschreibung ebenfalls vernachlässigt. Eine Abschätzung dieses Anteils ist durch die Bestimmung des Streulichtanteils des Reflexionslasers aus dem Reflexionsprozeß oder durch direkte Messung möglich (s. Abschn. 4.2.2 bzw. Abschn. 3.3.2).

In Ref. [133] wurde der Transferprozeß und das Laden des Wellenleiters mittels einer Quanten-Monte-Carlo-Simulation untersucht, wobei sich die dort verwendeten Parameter etwas von den hier gegebenen unterscheiden. Die Simulation kommt jedoch zu ähnlichen Ergebnissen, wie sie hier unter Verwendung von Ratengleichungen erzielt wurden.

Die optische Pumprate

Die Pumprate vom Niveau $1s_5$ nach $1s_3$ ergibt sich aus den Eigenwerten des – nicht hermiteschen – Hamiltonoperators für den offenen Übergang $1s_5 - 2p_4$ [48]

$$\hat{H} = \hbar \begin{pmatrix} i\frac{1}{2}\Gamma_W & \frac{1}{2}\omega_T \\ \frac{1}{2}\omega_T & \delta_T \end{pmatrix}. \quad (4.33)$$

Γ_W bezeichnet die Zerfallsrate des Zustandes $2p_4$, ω_T die resonante Rabi-Frequenz des Überganges $1s_5 - 2p_4$ und δ_T die zugehörige Verstimmung des Lichtfeldes. In δ_T gehen auch die AC-Starkverschiebung des Zustandes $1s_5$ durch die Wirkung des Reflexionslasers und die Dopplerverschiebung der fallenden Atome ein. Γ_W ergibt sich als Summe der Einstein-A-Koeffizienten aller möglichen spontanen Übergänge von $2p_4$ aus; der Hauptbeitrag stammt vom Übergang $2p_4 - 1s_3$ mit dem Koeffizienten A_W und vom Übergang $2p_4 - 1s_2$. Nur der Anteil der Atome, der in den Zustand $1s_3$ übergeht, kann im Wellenleiterpotential gespeichert werden. Für die Eigenwerte $E_{\pm} = \hbar\lambda_{\pm}$ von \hat{H} gilt

die Näherung

$$\begin{aligned} \lambda_{\pm} &= \frac{1}{2}\delta_T - i\frac{1}{4}\Gamma_W \pm \frac{1}{2}\sqrt{(i\frac{1}{2}\Gamma_W - \delta_T)^2 + \omega_T^2} = \\ &= \begin{cases} \lambda_+ \approx \delta + \frac{1}{4}\frac{\omega_T^2(\delta_T - i\frac{1}{2}\Gamma_W)}{\delta_T^2 + \frac{1}{4}\Gamma_W^2} \\ \lambda_- \approx -i\frac{1}{2}\Gamma_W - \frac{1}{4}\frac{\omega_T^2(\delta_T - i\frac{1}{2}\Gamma_W)}{\delta_T^2 + \frac{1}{4}\Gamma_W^2} \end{cases}, \end{aligned} \quad (4.34)$$

falls $\omega_T \ll |\delta_T + i\frac{1}{2}\Gamma_W|$ gilt.

Die Pumprate p nach $1s_3$ ist der Zerfallsrate $2\text{Im}(\lambda_+)$ des Zustandes $2p_4$ proportional. Die Proportionalitätskonstante ist durch den Faktor $\eta = 0.56$, der Übergangswahrscheinlichkeit von $2p_4$ nach $1s_3$, gegeben. Der Anteil von 2% von Atomen, die aus $2p_4$ zurück nach $1s_5$ zerfallen und von dort evtl. wieder angeregt werden könnte, wird hier vernachlässigt. Der Rest von 42% zerfällt über den Zustand $1s_2$ in den Grundzustand $1s_0$. Mit der Näherung von Gl. 4.34 ergibt sich

$$p = \eta \cdot 2\text{Im}(\lambda_+) = \eta\omega_T^2 \frac{\Gamma_W}{\Gamma_W^2 + 4\delta_T^2}. \quad (4.35)$$

Gültigkeitsbereich der Näherung für die Pumprate

Für einen auf die resonante Übergangsfrequenz stabilisierten Transferlaser ergibt sich die Verstimmung δ_T in Gl. 4.35 als Summe der Dopplerverschiebung $k_T v_1(t)$ der fallenden Atome und der Lichtverschiebung des Zustandes $1s_5$ durch das Feld des Reflexionslasers, $\delta_2 \exp(-\frac{2z-z_1}{\zeta_R})$. Im folgenden wird als Ursprung der Ortskoordinaten der klassische Umkehrpunkt $z_1 = 0$ und als Ursprung der Zeit $t_1 = 0$ angenommen. Die Lichtverschiebung δ_2 des Zustandes $1s_5$ am Umkehrpunkt führt dort zu einem Dipolpotential vom Betrag $\hbar\delta_2$, welcher der maximalen kinetischen Energie der Atome und damit ihrer anfänglichen potentiellen Energie gleichkommt:

$$\delta_2 = \frac{mg}{\hbar} = \frac{\omega_{R0}^2}{4\delta_R}.$$

ω_{R0} ist die Rabifrequenz und δ_R die Verstimmung des Reflexionsüberganges $1s_5 - 2p_9$. Wie in Abb. 4.11 gezeigt wurde, kann die anfängliche Verteilung der kinetischen Energie der Atome vernachlässigt werden. Mit Hilfe der Bewegungsgleichung Gl. 4.19 läßt sich δ_T als Funktion der Zeit ausdrücken,

$$\delta_T(t) = \delta_2 \text{sech}\left(\frac{t v_2}{\zeta_R}\right) + k_T v_2 \tanh\left(\frac{t v_2}{\zeta_R}\right). \quad (4.36)$$

Mit Gl. 4.36 läßt sich zeigen, daß sich der Gültigkeitsbereich der Näherung für λ_{\pm} gemäß der Bedingung $\omega_T \ll |\delta_T + i\frac{1}{2}\Gamma_W|$ nur bis hin zu Rabifrequenzen von $\omega_T \lesssim A_T$ erstreckt. Bei höheren Rabifrequenzen müßte der vollständige Ausdruck aus Gl. 4.34 herangezogen werden.

Die Adiabazitätsbedingung Gl. 2.12 ist beim Reflexionsprozeß aufgrund der Stärke des Überganges $1s_5 - 2p_9$ und der großen Verstimmung δ_R des Reflexionslasers gut erfüllt. Abb. 4.16 gibt die Verhältnisse bei der Anregung des Transferüberganges $1s_5 - 2p_4$ wieder. Die Atome kommen hier, während sie auf das Prisma zufallen,

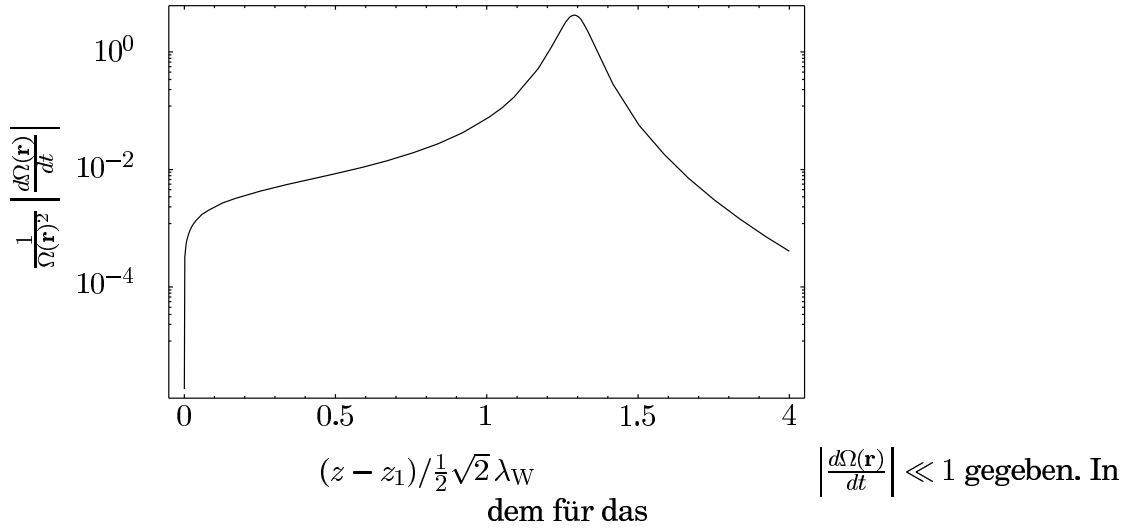


Abbildung 4.16: Gültigkeitsbereich des Potentialansatzes gemäß Gl. 2.14 als Funktion des Abstandes $z - z_1$ des Atoms vom klassischen Umkehrpunkt z_1 (in Einheiten der Periode des Wellenleiterpotentials $\frac{1}{2}\sqrt{2}\lambda_W = 0.56\ \mu\text{m}$). Die Bedingung für die adiabatische Anregung des Transferüberganges $1s_5 - 2p_9$ ist nach Gl. 2.12 durch $\frac{1}{\Omega(\mathbf{r})^2} \left| \frac{d\Omega(\mathbf{r})}{dt} \right| \ll 1$ gegeben. In dem für das Laden des Wellenleiters relevanten Bereich, d. h. innerhalb einer Periode des Wellenleiterpotentials, kann die Adiabazitätsbedingung als erfüllt betrachtet werden.

an einer Stelle vor der Prismenoberfläche in Resonanz mit dem Licht des Transferlasers, nämlich dort, wo die Dopplerverschiebung $k_T v_1$ des Transferüberganges gerade der Lichtverschiebung durch den Reflexionslaser entspricht (die Dopplerverschiebung kann gegenüber der Verstimmung des Reflexionslasers δ_R vernachlässigt werden). Unabhängig von der Intensität des Reflexionslichtfeldes und damit der Lage des klassischen Umkehrpunktes z_1 liegt dieser Ort immer in einem festen Abstand von $z = 0.72\ \mu\text{m}$ vom Umkehrpunkt entfernt. Atome, die dort optisch gepumpt und in das Potential der stehenden Welle transferiert würden, führten zu einer Besetzung von Knotenebenen im Potential der stehenden Welle abseits der einen Knotenebene, die für den Wellenleiter genutzt werden sollte.

Die Verletzung der Adiabazitätsbedingung ist hier also von Vorteil, da sie zu einer Verringerung der Anregungswahrscheinlichkeit führt, was kleinere Verluste bedeutet. In der Simulation des Transfervorganges, die von einer adiabatischen Entwicklung ausgeht, bedeutet dies eine konservative, also zu niedrige, Abschätzung der Transfereffizienz. In der Umgebung des Umkehrpunktes ist die Adiabazitätsbedingung jedoch erfüllt.

4.3.2 Transfer in das Wellenleiterpotential

Der Ort, an dem die Atome relativ zum Minimum des Wellenleiterpotentials optisch gepumpt werden, bestimmt nach dem Transferprozeß die potentielle Energie der Atome im Wellenleiter. Hinzu kommt die nach dem Transfer verbleibende kinetische

Energie der Atome, falls das optische Pumpen nicht im klassischen Umkehrpunkt erfolgt. Bei festen Abständen der Potentialminima der stehenden Welle von der Prismenoberfläche kann die mittlere Energie der Atome nur über die Parameter Intensität und Verstimmung von Reflexions- und Transferlaser minimiert werden, da die jeweiligen Abklinglängen bei der Anregung von Oberflächenplasmonen feste Größen sind.

Das Potential der stehenden Welle

Das Wellenleiterpotential wird durch Reflexion eines Laserstrahls der Wellenlänge $\lambda_W = 795 \text{ nm}$ an der Goldschicht erzeugt, die auch für die Generierung der Oberflächenplasmonen Verwendung findet. Die Reflexion erfolgt unter einem Winkel von 45° , da sich senkrecht über dem Prisma die Elektronenoptik befindet. Das Interferenzmuster, das sich so ergibt, kann innerhalb des Bereiches einiger Wellenlängen als stehende Welle mit Gaußschem Strahlprofil behandelt werden, da die Strahltaile des Wellenleiterlasers mit $w_W = 0.70 \text{ mm}$ sehr groß im Vergleich zur Wellenlänge λ_W ist. Bei einem Reflexionswinkel von $\theta_W = 45^\circ$ vergrößert sich außerdem die Periode der stehenden Welle um einen Faktor $\sqrt{2}$ auf 562 nm , so daß die Störung des ersten Potentialminimums durch die van der Waals-Wechselwirkung kleiner ausfällt. Unter einem Reflexionswinkel von 45° bildet sich nur bei *s*-Polarisation des Lichtfeldes das Interferenzmuster einer stehenden Welle aus (bei *p*-Polarisation würden die Polarisationsrichtungen von ein- und ausgehendem Lichtstrahl zueinander senkrecht stehen und nicht miteinander interferieren). Um eine möglichst niedrige Intensität in den Knoten der stehenden Welle zu erzielen, sollte ferner die Reflektivität der Goldschicht möglichst hoch sein.

Die in Kap. 3.3.2 bei der Wellenlänge $\lambda_R = 812 \text{ nm}$ bestimmte Dielektrizitätskonstante von $\epsilon = -20.4 + 1.11i$ und Dicke der Goldschicht von $d_1 = 58 \text{ nm}$ wird zur Abschätzung der Reflektivität bei $\lambda_W = 795 \text{ nm}$ herangezogen. Den Reflexionskoeffizienten ρ erhält man entsprechend Gl. 3.8 aus den Reflexionskoeffizienten ρ_{01} und ρ_{12} für *s*-Polarisation,

$$\rho_{mn} = \frac{k_{z,m} - k_{z,n}}{k_{z,m} + k_{z,n}} \quad \text{und} \quad \rho = \frac{\rho_{12} + \rho_{01} e^{2ik_{z,1}d_1}}{1 + \rho_{12}\rho_{01} e^{2ik_{z,1}d_1}}. \quad (4.37)$$

Hiermit ergibt sich ein komplexer Reflexionskoeffizient $\rho = -0.938 - 0.304i$ und damit eine Reflektivität von $R = |\rho|^2 = 0.972$ (Im Falle von *p*-polarisiertem Licht ergäben sich Werte von $\rho = -0.788 - 0.568i$ und $R = 0.943$). Die Intensitätsverteilung $I(\mathbf{x}) = I(x, y, z)$ im Bereich der stehenden Welle ergibt sich für Abstände z , die klein gegen die Strahltaillen w_x und w_y sind, zu

$$I(\mathbf{x}) = \exp\left(-\frac{x^2}{w_x^2} - \frac{y^2}{w_y^2}\right) I(z). \quad (4.38)$$

Die Radien $w_x = w_W$ und $w_y = \sqrt{2} w_W$ ergeben sich bei der Reflexion eines Gaußschen Strahls, dessen Strahltaile an der Prismenoberfläche liegt, unter einem Einfallswinkel von $\theta_W = 45^\circ$. $I(z)$ entspricht der Intensitätsverteilung einer stehenden Welle mit

der Periode $\frac{1}{2}\sqrt{2}\lambda_W$ für einen Reflexionskoeffizienten ρ :

$$\begin{aligned} I(z) &= \frac{1}{2} c \epsilon_0 |E^+(z, t) + E^-(z, t)|^2 = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E_0^2 \left| e^{i(kz - \omega t)} + \rho e^{i(-kz - \omega t)} \right|^2 \\ &= I_W \left(1 + |\rho|^2 + 2 \operatorname{Re}(\rho e^{-i2kz}) \right), \end{aligned} \quad (4.39)$$

wobei $I_W = \frac{2}{\pi} \frac{P_W}{\sqrt{2} w_W^2}$ und $k = \sqrt{2} k_W$.

Hierbei bezeichnen w_W die Strahltaile, k_W den Wellenvektor und P_W die Leistung des einfallenden Strahls. Der von -1 verschiedene Wert von ρ führt zu einer unvollständigen Auslöschung der Intensität in den Knoten der stehenden Welle: Die restliche Intensität dort beträgt 2.5% der Intensität in den Bäuchen. Weiter kommt es zu einer Verschiebung des Interferenzmusters der stehenden Welle in Richtung des Prismas um einen Betrag $\Delta z_W = 28 \text{ nm}$: Die Potentialminima z_W der beiden ersten rot verstimmtten Bäuche der stehenden Welle befinden sich nicht bei 281 nm und 834 nm, sondern bei 253 nm und 815 nm, das Minimum des blau verstimmtten Potentials bei 534 nm statt bei 562 nm.

Die Voraussetzungen und Näherungen des *Dressed Atom*-Modells (s. Kap. 2.1) sind bei der Wechselwirkung zwischen dem Lichtfeld der stehenden Welle und den Atomen im Zustand $1s_3$ aus den folgenden Gründen sehr gut erfüllt:

1. Der Wellenleiterlaser ist gegenüber dem Übergang $1s_3 - 2p_4$ sehr weit verstimmt⁴, in der Regel um etliche 100 pm.
2. Die Clebsch-Gordan-Koeffizienten für den Übergang $1s_3 - 2p_4$ sind nach Abschn. 2.2.2 alle gleich 1; damit ist die Kopplungsstärke des Lichtfeldes an den Übergang unabhängig vom lokalen Polarisationszustand und unempfindlich gegenüber äußeren Magnetfeldern.

Aufgrund der großen Verstimmung δ_W kann bei der Beschreibung des Dipolpotentials des Wellenleiters die Anregung der Atome in den Zustand $2p_4$ vernachlässigt werden, so daß der Übergang $1s_3 - 2p_4$ als quasi ideales 2-Niveau-System behandelt werden kann. Das Wellenleiterpotential $U_W(\mathbf{x})$ erhält man damit mittels Gl. 2.14 direkt aus der Intensitätsverteilung nach Gl. 4.38:

$$U_W(\mathbf{x}) = U_W(x, y, z) = \frac{\hbar A_W^2}{8 \delta_W} \frac{I(x, y, z)}{I_{SW}}. \quad (4.40)$$

$A_W = 18.6 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s}}$ bezeichnet den Einstein-A-Koeffizienten des Überganges $1s_3 - 2p_4$. Nach Gl. 2.13 läßt sich dem Übergang formal auch eine Sättigungsintensität

$$I_{SW} = \frac{3 \lambda_W^3}{2 \pi^2 c \hbar} \frac{1}{A_W} = 0.77 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}. \quad (4.41)$$

zuordnen, obwohl im Falle eines offenen Überganges eine tatsächliche Sättigung eine tatsächliche Sättigung nicht möglich ist. I_{SW} kann jedoch als Maß für die Stärke der Anregung des Überganges angesehen werden.

⁴Eine Verstimmung des Wellenleiterlasers von 1 nm entspricht einer Frequenz von 0.5 THz bzw. dem 10^5 -fachen der Linienbreite Γ_W des Überganges.

Die Effizienz des Transferprozesses

Bei der Simulation des Transferprozesses werden feste Werte der Verstimmung von Reflexions- und Transferlaser zugrunde gelegt: Die Anregung des Transferüberganges $1s_5 - 2p_4$ erfolgt resonant, die Verstimmung des evaneszenten Reflexionsfeldes beträgt 0.65 GHz. Freie Parameter sind damit die Intensitäten der beiden Laser, wobei in die Beschreibung des Transferprozesses nur das Verhältnis beider Intensitäten eingeht (Der Absolutbetrag der Intensität des Reflexionsfeldes legt ja nur die Position des klassischen Umkehrpunkts der Atome fest, während der Intensitätsverlauf des Reflexionslichtfeldes für die Atome davon unabhängig ist). In der Simulation wird daher der Umkehrpunkt z_1 als Nullpunkt der z -Achse gewählt. Bei der Berechnung der potentiellen Energie der Atome braucht dies nicht berücksichtigt zu werden, da z_1 mit einem Wert von der Größenordnung der Abklinglänge ζ_R sehr klein gegen die Fallhöhe $z_0 = 6.1$ mm ist.

Die Berechnung der ortsabhängigen Transferrate erfolgt über die Propagation der Population des Zustandes $1s_5$ im Reflexions- und Transferlichtfeld. Die Anregung der Atome aus dem Zustand $1s_5$ nach $2p_4$ erfolgt ortsabhängig als Funktion der Intensität des evaneszenten Transferlichtfeldes und seiner Verstimmung δ_T gegen den Übergang $1s_5 - 2p_4$ (Gl. 4.36). Die Pumprate in den Zustand $1s_3$ nach Gl. 4.35 lautet als Funktion des Ortes z dann:

$$p(z) = \eta \omega_T(z)^2 \frac{\Gamma_W}{\Gamma_W^2 + 4 \delta_T(z)^2}. \quad (4.42)$$

ω_T ist die Rabi-Frequenz des Transferüberganges, δ_T die gesamte Verstimmung im Reflexionsfeld. Es gilt:

$$\begin{aligned} \omega_T(z) &= \omega_{T0} \exp\left(-\frac{z}{\zeta_T}\right) \quad \text{und} \\ \delta_T(z) &= \delta_{T0} + \delta_2 \exp\left(-\frac{z}{\zeta_R}\right) + k_T \frac{d}{dt} z, \end{aligned} \quad (4.43)$$

wobei $\omega_{T0} = \omega_T(z = z_1)$ die Rabi-Frequenz des Transferlasers am Umkehrpunkt der Bewegung, δ_{T0} seine Verstimmung und $k_T \frac{d}{dt} z$ die Dopplerverstimmung der fallenden Atome gegenüber dem Licht des Transferlasers bezeichnen. $\frac{d}{dt} z$ ist durch Gl. 4.22 gegeben. Analog Gl. 4.41 wird auch für den offenen Übergang $1s_5 - 2p_4$ formal eine Sättigungsintensität definiert:

$$I_{ST} = \frac{3 \lambda_T^3}{2 \pi^2 c \hbar} \frac{1}{A_T} = 0.036 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}. \quad (4.44)$$

Während des Transferprozesses erhöht sich die Besetzung n_W des Zustandes $1s_3$ auf Kosten der Besetzung n_R von $1s_5$. Wegen der gegenüber $1s_3$ und $1s_5$ vergleichsweise sehr kurzen Lebensdauer des Niveaus $2p_4$ kann dessen Besetzung n_T bei der Beschreibung des Transferprozesses vernachlässigt werden. Für die zeitliche Entwicklung von n_W beim Transferprozeß gilt damit:

$$n_W(t) = \eta (1 - n_R(t)), \quad (4.45)$$

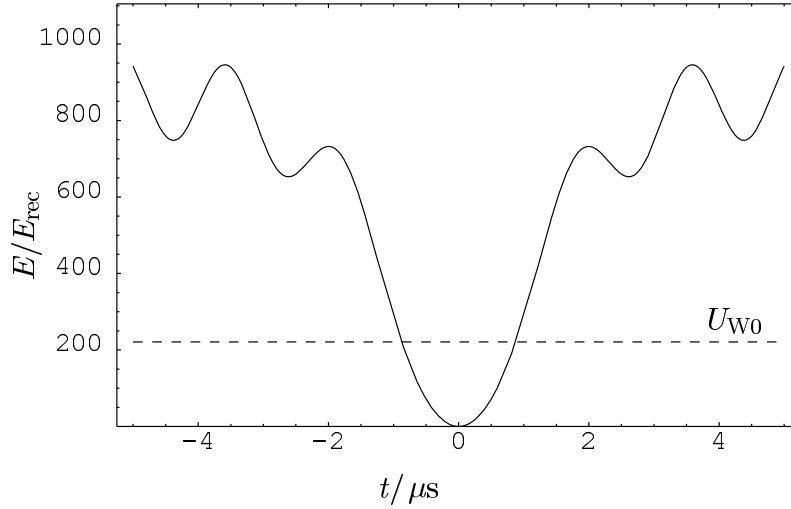


Abbildung 4.17: Gesamtenergie $E = E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}}$ der Atome (in Einheiten der Rückstoßenergie des Überganges $1s_3 - 2p_4$), wenn sie zum Zeitpunkt t aus dem Zustand $1s_5$ in den Zustand $1s_3$ transferiert werden, wo das Wellenleiterpotential auf sie wirkt. Die gestrichelte Linie bezeichnet die maximale Höhe U_{W0} des Wellenleiterpotentials U_W . Im Wellenleiter können nur Atome mit $E < U_{W0}$ gespeichert werden. Die Verstimmung des Wellenleiterlichtfeldes beträgt $\Delta\lambda_W = 400$ pm, die Intensität $I_W = 42 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$.

wobei Übergänge aus dem Zustand $2p_4$ in den Grundzustand $1s_0$ oder zurück nach $1s_5$, die mit einer Wahrscheinlichkeit von 42% bzw. 2% erfolgen, in den Faktor $\eta = 0.56$ zusammengefaßt werden.

Für die Besetzungszahl n_R der Atome im Zustand $1s_5$ folgt mit der Pumprate Gl. 4.35 dann aus der Ratengleichung $\frac{d}{dt}n_R(t) = -p(t)n_R(t)$ für n_R als Funktion der Zeit:

$$n_R(t) = n_R(z = z_0) \exp\left(-\int_{z_0}^z \frac{p(z)}{\dot{z}} dz\right) = n_R(t = t_0) \exp\left(-\int_{t_0}^t p(t) dt\right). \quad (4.46)$$

Dabei ist $n_R(z = z_0) = n_R(t = t_0) = 1$, die Besetzungsdichte von $1s_5$ nach dem Abschalten der magneto-optischen Falle. Zu beachten ist hierbei, daß bei einer – einfachen – Reflexion jeder Ort z zweimal durchlaufen wird, nämlich zu den Zeitpunkten $-t$ und t . Die Simulation wurde aus diesem Grund mit der Zeit als freiem Parameter durchgeführt. Die Pumprate als Funktion der Zeit ergibt sich, indem in Gl. 4.42 in $p(z)$ die Bewegungsgleichung 4.19 für $z(t)$ eingesetzt wird.

Analog ergeben sich folgende analytische Ausdrücke für die potentielle und die kinetische Energie der Atome nach dem Transferprozeß:

$$\begin{aligned} E_{\text{pot}}(t) &= \frac{1}{2} U_W \left(1 - \cos \left(\sqrt{2} k_W \left(-z_W + \zeta_R \ln \left(\frac{v_1}{v_2} \right) + \zeta_R \ln \left(\cosh \left(\frac{v_1 t}{\zeta_R} \right) \right) \right) \right) \right), \\ E_{\text{kin}}(t) &= \frac{1}{2} m v_2^2 \tanh^2 \left(\frac{v_2 t}{\zeta_R} \right). \end{aligned} \quad (4.47)$$

Das Potential U_W der stehenden Welle ist durch Gl. 4.40 gegeben, im Abstand z_W des Potentialminimums vom Prisma ist die Verschiebung gemäß Gl. 4.39 berücksichtigt. Die Energieverteilung $n_W(E)$ der Atome im Wellenleiter ergibt sich aus der Summe ihrer nach Reflexion und Transfer verbleibenden kinetischen und potentiellen Energie im Wellenleiterpotential nach dem Transferprozeß. $n_W(E)$ erhält man aus $n_W(t)$ nach Gl. 4.45 und 4.46 durch Transformation von E nach t und Integration der Differentialgleichung

$$\frac{dn_W(E)}{dE} = \frac{dn_W}{dt} \frac{dt(E)}{dE}. \quad (4.48)$$

Hierfür ließ sich kein geschlossener Ausdruck finden, numerisch ist eine Lösung jedoch ohne weiteres möglich. Berücksichtigt werden nur Atome, die sich beim Transferprozeß innerhalb des ersten Potentialminimums des Wellenleiterpotential befinden.

Abb. 4.17 zeigt die Gesamtenergie E der Atome im Wellenleiterpotential als Funktion der Zeit. Es können nur Atome gespeichert werden, deren Energie E kleiner ist als die maximale Höhe des Wellenleiterpotentials, d. h. der Transferprozeß muß innerhalb einer Zeitspanne von ca. $2 \mu s$ stattfinden. Da die Atome nach dem Transferprozeß ihre Energie beibehalten, muß E bereits im Transferprozeß minimiert werden. Die Parameter für das Reflexionspotential werden als optimal angenommen, d. h. der klassische Umkehrpunkt der Atome fällt mit dem Minimum des Wellenleiterpotentials zusammen. Der klassische Umkehrpunkt der Bewegung wird dabei als Zeitnullpunkt gesetzt, d. h. die Atome bewegen sich für negative Zeiten auf das Prisma zu, für positive von ihm weg. Für $t < 0$ entspricht $\frac{d}{dt}n_W(t)$ also dem Anteil der Atome, der während der Bewegung zum Prisma hin transferiert wurde, und für $t > 0$ dem Anteil, der während der Bewegung vom Prisma weg transferiert wurde.

Harmonische Näherung und Franck-Condon-Faktor

Der Transfer der Atome in das Potential der stehenden Welle erfolgt durch spontane Emission eines Photons und damit in nichtadiabatischer Weise, die Wellenfunktion des Atoms bleibt dabei also unverändert⁵. Die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang des Atoms in ein quantenmechanisches Energieniveau im Potential der stehenden Welle senkrecht zum Prisma ergibt sich damit aus dem Überlappintegral des atomaren Bewegungszustandes $|p\rangle$ mit den Eigenzuständen $|\nu\rangle$ des Wellenleiterpotentials, dem *Franck-Condon-Faktor* $S_\nu = \langle p|\nu\rangle$.

Die Eigenzustände sind im Wellenleiterpotential nur in einer Dimension als quantisiert anzusehen; für niedrige Quantenzustände können sie harmonisch genähert werden [43], und die Franck-Condon-Faktoren S_ν gehorchen der Beziehung

$$\begin{aligned} S_\nu &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2\pi\hbar}{\lambda_W} \frac{1}{p_{\text{har}} 2^{\nu-1} \sqrt{\pi} \nu!} H_\nu^2\left(\frac{p}{p_{\text{har}}}\right) \exp\left(-\frac{p^2}{p_{\text{har}}^2}\right) \frac{dn_W(p)}{dp} dp \\ &= \int_0^{\infty} \frac{2\pi\hbar}{\lambda_W} \frac{1}{\sqrt{2} m_{\text{Ar}} E_{\text{har}} 2^{\nu-1} \sqrt{\pi} \nu!} H_\nu^2\left(\sqrt{\frac{E}{E_{\text{har}}}}\right) \exp\left(-\frac{E}{E_{\text{har}}}\right) \frac{dn_W(E)}{dE} dE. \end{aligned} \quad (4.49)$$

⁵Der Rückstoß $\hbar k_W$ des beim Transferprozeß spontan emittierten Photons wird hier vernachlässigt.

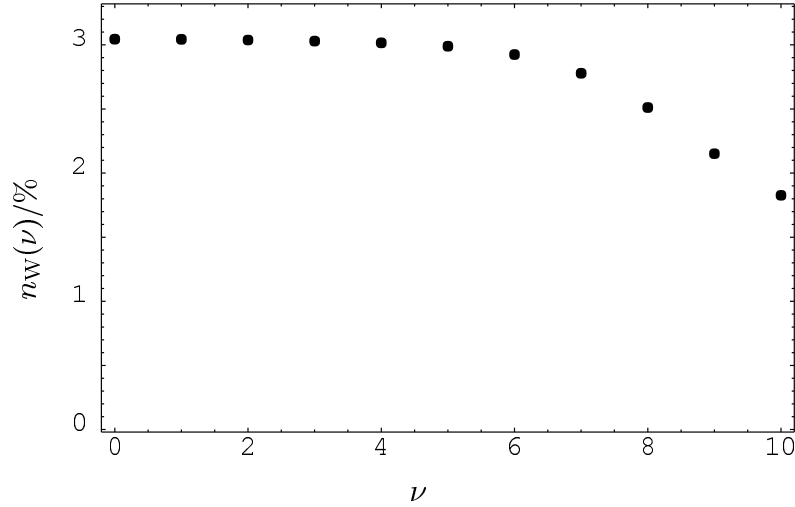


Abbildung 4.18: Besetzungsdichte $n_W(\nu) = \eta(1 - n_R(\nu))$ der Niveaus $\nu = 0 \dots 10$ im Wellenleiter nach dem Transferprozeß. Insgesamt ergibt sich für die ersten 11 Niveaus eine Besetzungswahrscheinlichkeit von $\sum_{\nu=0}^{10} n_W(\nu) = 29\%$. Als Parameter wurden für das Wellenleiterpotential und das Transferlaserfeld typische Werte gewählt: $U_W = 221E_{\text{rec}}$ und $\omega_{T0} = 20 A_T$.

Hier steht H_ν für das ν -te Hermite-Polynom; das Potential Gl. 4.40 wird in der harmonischen Näherung durch die Energie des Grundzustandes $E_{\text{har}} = \frac{1}{2} \hbar \omega_{\text{har}}$ mit $\omega_{\text{har}} = \frac{2}{\hbar} \sqrt{U_W E_{\text{rec}}}$ charakterisiert. E_{rec} steht für die Rückstoßenergie⁶ des Überganges $1s_3 - 2p_4$; $\frac{d}{dp} n_W$ und $\frac{d}{dE} n_W$ bezeichnen die Verteilungsdichte von Impuls und Energie der Atome (vgl. Gl. 4.48), nachdem sie abgebremst und in den Zustand $1s_3$ transferiert wurden.

Abb. 4.18 zeigt die Besetzungszahlen n_T der Niveaus $\nu = 0 \dots 10$ für ein Wellenleiterpotential der Höhe $U_W = 221E_{\text{rec}}$ und eine Intensität des evaneszenten Transferfeldes von $\omega_T = 20A_T$. Die Intensität des Transferfeldes wird hier und im folgenden am klassischen Umkehrpunkt $z = z_1$ in Einheiten des Einstein-A-Koeffizienten $A_T = 0.625 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s}}$ des Überganges angegeben. Die Rechnung beruht auf der harmonischen Näherung des Wellenleiterpotentials, in der insgesamt 14 gebundene Zustände existieren; für die höheren gebundenen Zustände weicht der reale Potentialverlauf immer stärker von der harmonischen Näherung ab, so daß diese nicht mehr zur Anwendung kommen kann. Dies gilt auch für den Fall des ersten Potentialminimums vor der Oberfläche im Abstand von 253 nm bei roter Verstimmung bzw. 534 nm bei blauer Verstimmung des Wellenleiterlasers, wo die van der Waals-Wechselwirkung zu einer starken Deformation des Wellenleiterpotentials führen kann (s. Abschn. 4.4.2).

Die Besetzungszahl des Grundzustandes, $n_T(\nu = 0)$, wird als Kriterium für die optimale Intensität des Transferlichtfeldes herangezogen. Abb. 4.19 zeigt die Besetzungszahl $n_W(\nu = 0)$ des Grundzustandes im Wellenleiterpotential als Funktion der Intensität des Transferlichtfeldes. Bei einer Rabi-Frequenz von $\omega_T = 19A_T$, das entspricht einer

⁶Die Rückstoßenergien für die Übergänge $1s_5 - 2p_9$ und $1s_3 - 2p_4$ stimmen fast überein; es gilt: $E_{\text{rec}}(1s_5 - 2p_9) = 1.042 E_{\text{rec}}(1s_3 - 2p_4) = k_B \cdot 0.377 \mu\text{K}$.

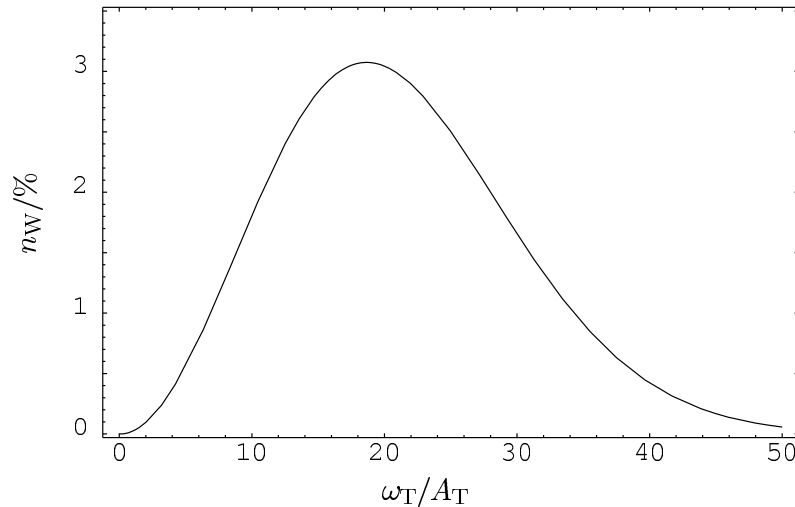


Abbildung 4.19: Besetzungszahl n_W des Grundzustands $\nu = 0$ im Wellenleiterpotential als Funktion der Rabi-Frequenz ω_T des Transferüberganges. ω_T ist angegeben in Einheiten des Einstein-A-Koeffizienten A_T des Transferüberganges. Die Transfereffizienz in den Grundzustand nimmt ein Maximum von 3.1% bei einem Wert von $\omega_T = 19 A_T$ an.

Intensität von

$$I_T = \frac{\omega_T^2}{A_T^2} \frac{2}{C_{\text{eff T}}^2} I_{ST} = 2.1 \cdot 10^3 I_{ST} = 75 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}, \quad (4.50)$$

weist n_W einen maximalen Wert von 3% auf (s. Abb. 4.19). Die große Breite des Maximums zeigt, daß die Transfereffizienz dort relativ unempfindlich gegenüber Variationen der Transferlaserintensität ist.

Variation der Reflexionslaserintensität

Die bisherige Annahme, daß das Minimum des Wellenleiterpotentials mit dem klassischen Umkehrpunkt der Bewegung zusammenfällt, kann nur in einem Punkt oder einer geschlossenen Linie exakt erfüllt sein, nämlich den Schnittpunkten des Potentialminimums der stehenden Welle, einer Ebene parallel zur Prismenoberfläche, mit den Äquipotentiallinien des Reflexionslaserfeldes, die dem Gaußschen Strahlprofil des evaneszenten Feldes folgen. Im folgenden wird untersucht, welchen Einfluß eine Verschiebung des klassischen Umkehrpunktes auf den Transferprozeß hat, wenn also der Umkehrpunkt $z = z_1$ nicht mehr bei den Potentialminima des Wellenleiterpotentials liegt. Diese Verschiebung des Umkehrpunktes wirkt sich auf zweierlei Art auf die Effizienz des Transfers aus:

- Falls der klassische Umkehrpunkt, an dem die kinetischen Energie der Atome minimal wird, nicht mit dem Minimum der potentiellen Energie der Atome im Wellenleiterpotential zusammenfällt, nimmt die Gesamtenergie der in den Wellenleiter transferierten Atome zu.

- Aufgrund ihrer unterschiedlichen Abfallängen ζ_R bzw. ζ_T variiert das Intensitätsverhältnis von Reflexions- und Transferlaser über das Gauß-förmige Intensitätsprofil beide evaneszenten Felder⁷, so daß das optimale Intensitätsverhältnis für den Transfer ebenfalls nur in einem einzelnen Punkt bzw. einer geschlossenen Linie gegeben sein kann.

Nach Abb. 4.19 wirkt sich eine leichte Abweichung vom Optimum im Intensitätsverhältnis jedoch nicht kritisch auf die Transfereffizienz aus, so daß die Energieverteilung der Atome im wesentlichen durch den ersten Punkt bestimmt wird.

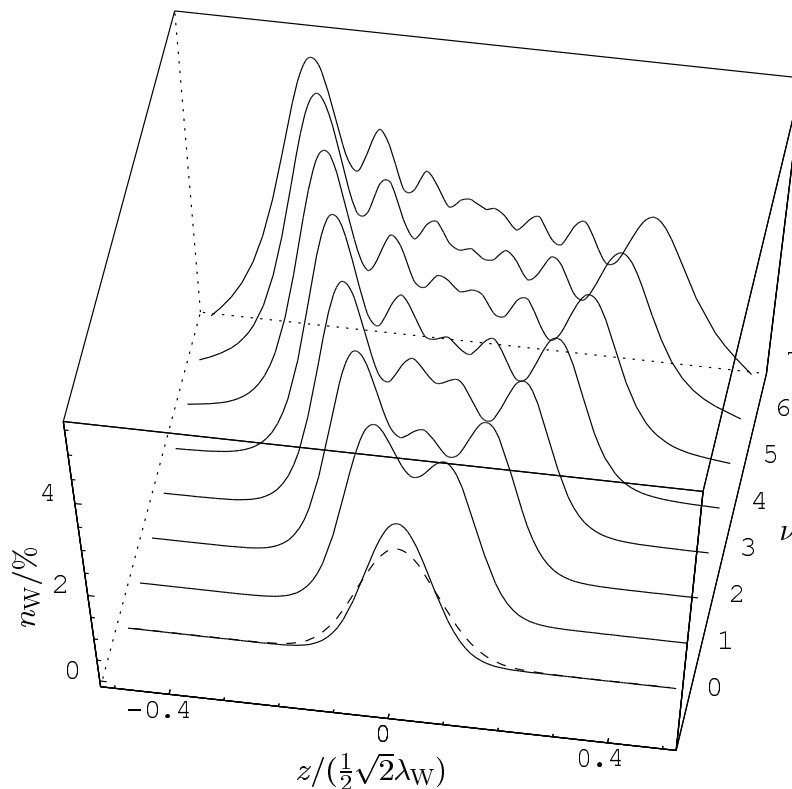


Abbildung 4.20: Besetzungszahl n_T der Zustände $\nu = 0 \dots 7$ des Wellenleiters in Abhängigkeit des Abstands z (in Einheiten der Periode $\frac{1}{2}\sqrt{2}\lambda_W = 562 \text{ nm}$ des Wellenleiterpotentials) zwischen klassischem Umkehrpunkt z_1 und Minimum des Wellenleiterpotentials. Mit zunehmendem Abstand werden höherliegende Niveaus auf Kosten des Grundzustandes stärker besetzt. Die gestrichelte Linie zeigt den Verlauf der Besetzungszahl des Grundzustandes $\nu = 0$, wenn die anfängliche Breite der Ortsverteilung σ_z der Atome in der Simulation Berücksichtigung findet.

Abb. 4.20 zeigt die Auswirkung, die eine Verschiebung des klassischen Umkehrpunktes z_1 weg vom Ort des Potentialminimums auf die Besetzung der untersten 7 Niveaus auf die Besetzungszahlen n_T hat. Die anfängliche Breite der Ortsverteilung σ_z der Atome

⁷Daneben unterscheiden sich die Reflexionswinkel der beiden Laser geringfügig, was zu einer leicht unterschiedlichen Elliptizität der entsprechenden evaneszenten Felder führt.

me wurde nur für den Grundzustand $\nu = 0$ in der Simulation berücksichtigt. Als Nullpunkt der Ortsachse wurde ein – im Prinzip beliebiges – Minimum des Wellenleiterpotentials gewählt, als Längeneinheit seine Periode von $\frac{1}{2}\sqrt{2}\lambda_W$. Falls Umkehrpunkt und Potentialminimum zusammenfallen, sind die Besetzungszahlen für alle betrachteten Niveaus in etwa gleich. Für größere Abstände zwischen beiden verschiebt sich die Besetzung weg von den niedrigen Zuständen hin zu höheren, die relative Besetzung des Grundzustandes $\nu = 0$ nimmt damit ab.

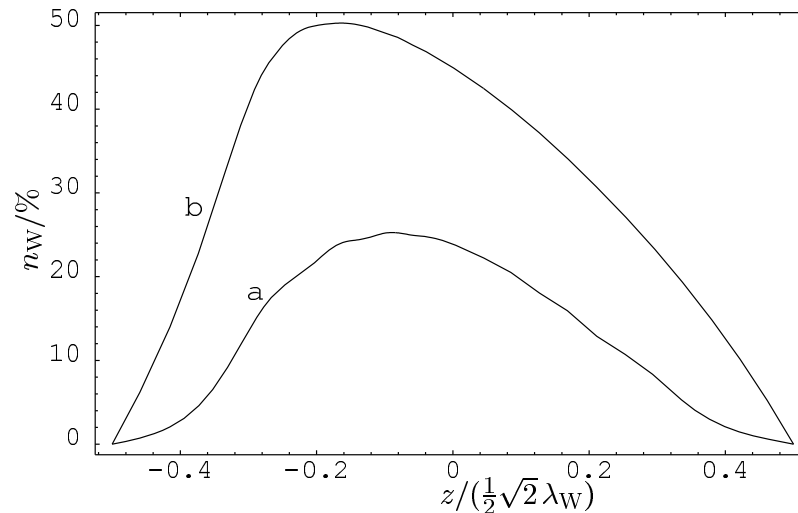


Abbildung 4.21: (a) Summe der Besetzungszahlen $n_W(\nu)$ für $\nu = 0 \dots 7$ aus Abb. 4.20 und (b) klassisch berechnete integrale Transfereffizienz in das Wellenleiterpotential als Funktion des Abstandes zwischen Potentialminimum und dem Umkehrpunkt der Bewegung. Die Längeneinheit der z -Achse ist Periode des Wellenleiterpotentials $\frac{1}{2}\sqrt{2}\lambda_W$.

In Abb. 4.21 wurden die Besetzungszahlen der Niveaus $\nu = 0 \dots 7$ aufsummiert und mit der klassischen Verteilung verglichen, die sich ohne Berücksichtigung der Franck-Condon-Faktoren ergibt. Beide Kurven haben ähnliche Form; da in der quantenmechanischen Rechnung nur die untersten Niveaus berücksichtigt wurden, sind die Absolutwerte dort entsprechend niedriger.

Experimentelle Bestimmung der optimalen Parameter für den Transfer

Für den Transfer wird der Reflexionslaser innerhalb eines Zeitintervalles von 27 ms bis 58 ms, der Transferlaser innerhalb eines Intervalles von 27 ms bis 38 ms angeschaltet. Die Steuerung des Transferlasers erfolgt ebenfalls über einen Verzögerungsschalter, der aus einer Meßsequenz heraus getriggert wird (s. Kap. 4.2). Der Transferlaser ist resonant auf den Übergang $1s_5 - 2p_4$ stabilisiert (s. Abb. 3.3); seine Verstimmung beträgt $\delta_{T0} = 2\pi \cdot (0 \pm 22)$ MHz.

Abb. 4.22 zeigt die – über 100 Einzelmessungen aufgenommenen – Ortsverteilungen der Atome am Prisma mit dem Reflexionslichtfeld allein als „Referenz“ (b), mit Reflexions- und Transferlichtfeld als „Signal“ (c) und deren Differenz (d). Atome, die

durch das Transferlichtfeld aus dem Zustand $1s_5$ in den Zustand $1s_3$ transferiert wurden, werden vom Reflexionslichtfeld nicht mehr beeinflusst. Sofern sie sich zum Zeitpunkt des Transfers noch in der Bewegung in Richtung des Prismas befinden, treffen sie auf die Prismenoberfläche und werden dort nachgewiesen. Dies führt zu einem Anstieg der Zählereignisse in (b). Der 3 mm große Bildausschnitt wird durch die Größe der Aperturblende des Detektors definiert.

Der Reflexionslaser hatte eine Intensität von $\tilde{I}_R = 1.5 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ und war um $\delta_R = 2\pi \cdot 0.65 \text{ GHz}$ blau verstimmt; mit dem in Abschn. 4.2.1 bestimmten Überhöhungsfaktor $T_R = 39$ entspricht dies einer Intensität des Reflexionsfeldes am Prisma von $I_{R0} = T_R \cdot \tilde{I}_R = 59 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$. Die Intensität des Transferlasers hatte einen Wert von $\tilde{I}_T = 4.1 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$. Abb. 4.23 zeigt das zugehörige differentielle Flugzeitspektrum.

Atome, die aus dem Niveau $2p_4$ nicht in den Zustand $1s_3$, sondern in den Grundzustand $1s_0$ übergehen, emittieren dabei ein UV-Photon, das über den Photoeffekt zur Emission eines Elektrons aus der Goldschicht des Prismas führen kann. Diese Elektronen werden im elektronenoptischen Detektionssystem ebenso wie die beim Auftreffen der Ar^* -Atome auf die Prismenoberfläche freigesetzten Auger-Elektronen nachgewiesen und erschweren so eine Abschätzung der Effizienz des Transferprozesses. Die Effizienz für den Photoeffekt von UV-Photonen der Energie 12 eV auf einer Goldoberfläche beträgt knapp 4% [134]. Da die Photonen isotrop in alle Raumrichtungen abgestrahlt werden, trifft nur ein Bruchteil in das Gesichtsfeld des Detektionssystems; bei einem Abstand von 6.1 mm, also am Ort der MOT, nur etwa 2%, bei einem Abstand von nur einigen μm von der Oberfläche etwa die Hälfte. Die Auslösewahrscheinlichkeit eines Auger-Elektrons beim Kontakt von Ar^* mit einer Goldoberfläche liegt nach [104] zwischen 0.7% und 66%, so daß aus der absoluten Zahl der Zählereignisse kein direkter Schluß auf die Effizienz des Transferprozesses von $1s_5$ nach $1s_3$ möglich ist. Der in Abschn. 4.1 ermittelte Wert für die gesamte Nachweeffizienz des Detektorsystems

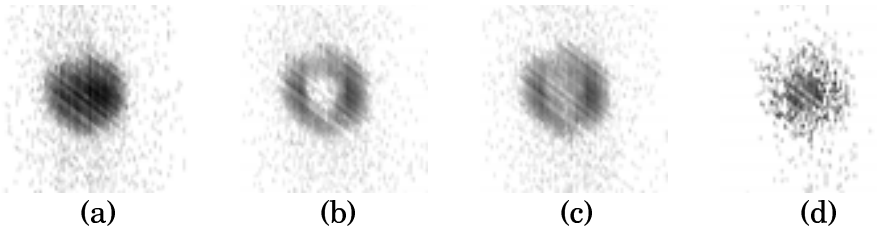


Abbildung 4.22: Aufnahmen vom Transferprozeß mit dem ortsauflösenden Detektorsystem. Die Bilder geben in einer logarithmischen Grauwertskala die Ortsverteilung der vom Detektor im Zeitfenster von 28 ms bis 35 ms nachgewiesenen Atome wieder. In (a) wird als Referenz die Verteilung von Atomen aus einer MOT gezeigt. In (b) ist nur der Reflexionslaser an; die Atome werden in dessen Lichtfeld vor dem Prisma reflektiert und nicht nachgewiesen, was zu dem „Loch“ in der Mitte der Verteilung führt. In (c) sind sowohl der Reflexions- als auch der Transferlaser an. Nach dem Transfer in den Zustand $1s_3$ werden die Atome nicht mehr reflektiert und deshalb nachgewiesen; dies führt dazu, daß das Loch vom Reflexionslaser teilweise wieder aufgefüllt wird. Die Differenz (d) zwischen (c) und (b) gibt den Anteil der von $1s_5$ nach $1s_3$ transferierten Atome wieder.

für Ar^* -Atome von $2.7 \pm 0.7\%$ bedingt für die Auslösewahrscheinlichkeit von Auger-Elektronen jedoch einen höheren Wert.

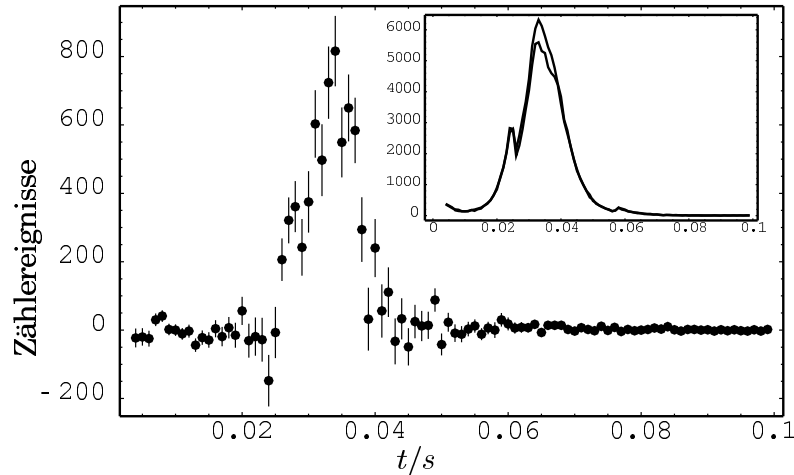


Abbildung 4.23: Differentielles Flugzeitspektrum von Atomen, die aus dem Zustand $1s_5$ in den Zustand $1s_3$ transferiert wurden. Dieses ergibt sich aus der Differenz der beiden in der eingefügten Graphik gezeigten Flugzeitspektren; das „Signal“ wurde unter ansonsten identischen Bedingungen aufgenommen unter Einstrahlung des Transferlichtfeldes, die „Referenz“ ohne. Die Fehlerbalken ergeben sich aus der Poissonschen Zählstatistik. Eine Ableitung der Transfereffizienz ist hieraus nicht möglich, da in das Signal auch UV-Photonen eingehen, die beim Zerfall des Zustandes $2p_4$ in den Grundzustand $1s_0$ entstehen.

Die vorliegenden Messungen erlauben keine direkte Bestimmung des Überhöhungsfaktors T_T des Transferlichtfeldes. Als Schätzwert für den Überhöhungsfaktor wird der Wert T_R des Reflexionsfeldes, korrigiert um den in Kap. 3.3.2 in der ATR-Messung ermittelten Faktor $56/67 = 0.83$ verwendet, also $T_T \approx 0.83 \cdot T_R = 32$. Damit beträgt die Intensität des evaneszenten Transferlichtfeldes am Prisma $I_{T0} = 0.13 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ bei einer Leistung des Transferlasers von $36 \mu\text{W}$ ⁸.

Mit einer Abklinglänge von $\zeta_T = 205 \text{ nm}$ nimmt an den Orten der Potentialminima des Wellenleiterpotentials in Abständen von $z_W = 253 \text{ nm}$, 534 nm und 815 nm die Intensität des Transferlichtfeldes Werte von $I_T(253 \text{ nm}) = 38 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2} \hat{=} 1.07 \cdot 10^3 I_{ST}$, $I_T(534 \text{ nm}) = 9.8 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2} \hat{=} 26 I_{ST}$ und $I_T(815 \text{ nm}) = 2.4 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2} \hat{=} 6.7 I_{ST}$ an. Die für den Transfer optimale Intensität $I_T = 1.26 \cdot 10^3 I_{ST}$ wird annähernd nur für das erste Potentialminimum des rot verstimmten Wellenleiterpotentials erreicht, das jedoch durch die van der Waals-Wechselwirkung so stark gestört ist, daß eine Speicherung von Atomen dort unter den gegebenen Bedingungen nicht möglich ist. Eine systematische Untersuchung der Abhängigkeit des Transferprozesses von der Intensität I_T des Transferlichtfeldes war wegen der begrenzten Leistung des Transferlasers nicht möglich.

Für die Experimente zum Laden des Wellenleiters wurde der Transferlaser also bei der maximal möglichen Intensität betrieben. Abb. 4.24 zeigt die mit dem ortsauflösen-

⁸Die maximal für den Transfer verfügbare Lichtleistung bei den Wellenleiterexperimenten war $51 \mu\text{W}$; für einen stabilen Betrieb des Lasers wurde der Laser bei diesem etwas niedrigeren Wert betrieben.

den Detektorsystem aufgenommenen räumlichen Verteilungen der aus dem Zustand $1s_5$ in den Zustand $1s_3$ transferierten Atome bei konstanter Intensität des Transferlichtfeldes von $\tilde{I}_T = 4.1 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$; gezeigt sind die differentiellen Verteilungen entsprechend Abb. 4.22 (c).

Die Intensität des Reflexionslichtfeldes wurde dabei bei konstanter Verstimmung $\delta_R = 2\pi \cdot 0.65 \text{ GHz}$ in einem Bereich von $0.91 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ bis $1.93 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ variiert. Abb. 4.25 gibt die absoluten Zahlen der transferierten Atome aus Abb. 4.24 wieder. Die Abnahme der Zahl der transferierten Atome bei steigender Intensität des Reflexionslasers vom Zentrum aus ist ein Indiz dafür, daß ein Teil tatsächlich im Bereich des evaneszenten Lichtfeldes transferiert wird und nicht im Streulichtkegel des Oberflächenplasmons vor dem Prisma.

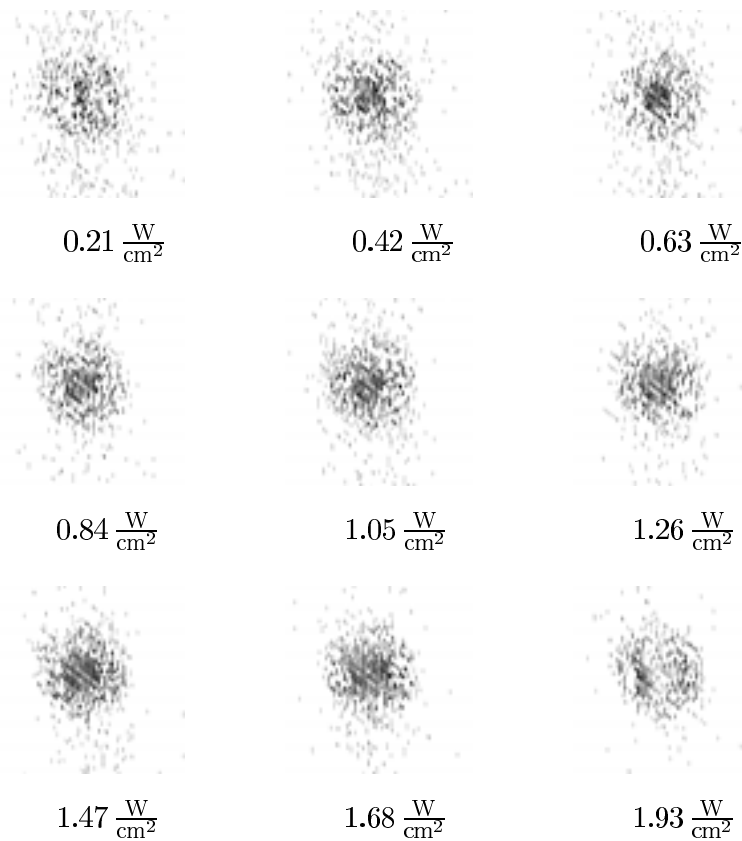


Abbildung 4.24: Ortsverteilung der transferierten Atome in Abhängigkeit von der Intensität des Reflexionslaserfeldes. Gezeigt sind die differentiellen Verteilungen in einer logarithmischen Grauwertskala von 0 bis 82 Zählereignissen, entsprechend Fall (c) in Abb. 4.22. Die eingestrahelte Intensität \tilde{I}_R des Reflexionslasers variierte zwischen $0.21 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ und $1.93 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$; die Intensität des Transferlasers betrug konstant $\tilde{I}_T = 4.1 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$. Bei hohen Intensitäten des Reflexionslasers entfernt sich der Umkehrpunkt der Atome im Zentrum des Gaußschen Strahlprofils des Reflexionslichtfeldes aus dem Wirkungsbereich des Transferlichtfeldes, so daß die Zahl der dort transferierten Atome abnimmt.

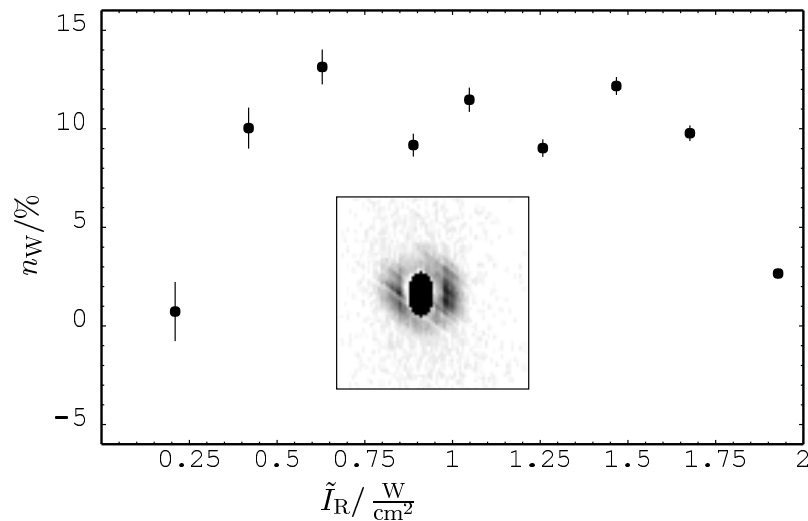


Abbildung 4.25: Anteil der Atome n_W , die im Transferprozeß aus dem Zustand $1s_5$ in den Zustand $1s_3$ transferiert werden, als Funktion der eingestrahlichten Intensität des Reflexionslasers \tilde{I}_R bei konstanter Verstimmung $\delta_R = 2\pi \cdot 0.65$ GHz. Die Intensität des Transferlasers beträgt $\tilde{I}_T = 4.1 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$. Bei der Bestimmung der Anzahl der transferierten Atome wurde nur der vom Reflexionslaser abgedeckte Bereich berücksichtigt. (Dieser ist im eingefügten Bild, das dem Fall (b) aus Abb. 4.22 entspricht, schwarz gekennzeichnet.)

Das Streulicht des Transferlichtfeldes

Der Zerfall der Oberflächenplasmonen des Transferlichtfeldes führt, wie es auch beim Reflexionslichtfeld der Fall ist, zu einem Streulichtkegel. Während die Streuung einiger Photonen nur eine Verbreiterung der Energieverteilung der Atome am Prisma zur Folge hat, führt die Streuung eines Photons aus dem Transferfeld mit einer Wahrscheinlichkeit von 98% zum Verlust des Atoms in den Grundzustand $1s_0$ oder zum Transfer des Atoms in den Zustand $1s_5$. Auch in letzterem Fall kann das Atom nicht mehr im Wellenleiterpotential gespeichert werden, da es vom Reflexionsfeld nicht mehr gebremst wird und seine Bewegungsenergie abgeben kann. Beim Reflexionslichtfeld kann das Streulichtproblem prinzipiell dadurch gelöst werden, daß gleichzeitig die Verstimmung δ_R und die Intensität I_R so erhöht werden, daß das Reflexionspotential konstant bleibt während die Streurrate sinkt (vgl. Kap. 2.1). Dieser Weg ist beim Transferlichtfeld nicht möglich, da der Transferprozeß gerade auf der spontanen Streuung eines Photons beruht. Hier kann man den störenden Einfluß des Streulichts allein über die Minimierung der Streulichtintensität relativ zur Intensität des evaneszenten Lichtfeldes begrenzen; in der Praxis also durch möglichst homogen und glatt präparierte Metallschichten auf dem Prisma.

Ein direkter Einfluß des Streulichts vom Transferlichtfeld auf die Atome in der MOT war – auch bei maximaler Leistung des Transferlasers – kaum festzustellen und eine Bestimmung der Streulichtintensität I_{scT} auf diese Weise nicht möglich. Alternativ wurde I_{scT} anhand des bekannten Streulichtanteils des Reflexionslaserfeldes von ca. 0.3% (vgl. Abschn. 4.2.2) abgeschätzt. Die Anzahl N_{scT} der aus dem Streulichtkegel

gestreuten Photonen ergibt sich analog Gl. 4.27, wobei hier nicht nur die Streulichtintensität $I_{\text{scT}}(z)$ während der Fallstrecke der Atome variiert, sondern auch die Dopplerverstimmung des Transferlichtfeldes. Damit ergibt sich eine ortsabhängige Streurrate von

$$\Gamma_{\text{scT}}(z) = \frac{\Gamma_{\text{W}}}{2} \frac{C_{\text{effT}}^2 A_{\text{T}}^2}{\Gamma_{\text{W}}^2 + (2k_{\text{T}} v_z(z))^2} \frac{I_{\text{T}}(z)}{I_{\text{ST}}}; \quad (4.51)$$

die mittlere Zahl N_{scT} von Transferphotonen, die im Zeitfenster von $t_a = 27$ ms bis $t_b = 38$ ms, entsprechend einer Strecke von $z_a = 2.5$ mm bis $z_b = 0.0$ mm, gestreut werden, ist

$$\begin{aligned} N_{\text{scT}} &= \int_{t_a}^{t_b} \Gamma_{\text{scT}}(t) dt = \\ &= \frac{C_{\text{effT}}^2 \Gamma_{\text{W}}}{2 I_{\text{ST}}} \int_{t_a}^{t_b} \frac{A_{\text{T}}^2}{\Gamma_{\text{W}}^2 + 2(2k_{\text{T}} v_z(t))^2} I_{\text{scT}}(t) dt = \\ &= \frac{C_{\text{effT}}^2 \Gamma_{\text{W}}}{2 I_{\text{ST}}} \int_{z_a}^{z_b} \frac{A_{\text{T}}^2}{\Gamma_{\text{W}}^2 + 4k_{\text{T}}^2 2g(g(z_0 - z))} I_{\text{scT}}(z) \frac{1}{\sqrt{g(z_0 - z)}} dz. \end{aligned} \quad (4.52)$$

Aus Gl. 4.52 folgen im Mittel pro Atom $N_{\text{scT}} = 1.4$ gestreute Photonen; dies hätte zur Folge, daß 75% der Atome bereits ein Photon aus dem Streulicht des Transferlichtfeldes absorbieren und verloren gehen. Durch gepulstes Einstrahlen des Lichtfeldes – wie hier geschehen – lassen sich diese Verluste zwar etwas verringern; grundlegend läßt sich dieses Problem aber nur durch weitere Reduktion des Streulichtanteils lösen, also durch Optimierung der Metallschicht für die Anregung der Oberflächenplasmonen oder durch Übergang zu dielektrischen Schichtsystemen.

4.4 Speicherung der Atome im Wellenleiterpotential

4.4.1 Wellenleiterpotential

Das Wellenleiterpotential wird erzeugt, indem der Strahl eines Ti:Saphir-Lasers an der Prismenoberfläche unter einem Winkel von $\theta_{\text{W}} = 45^\circ$ reflektiert wird. Da die Strahltaile mit $w_{\text{W}} = 0.70$ mm sehr groß gegen die Laserwellenlänge ist, gleicht das entstehende Interferenzmuster in der Nähe der Oberfläche einer stehenden Welle mit einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{W}} = (\lambda_{\text{W}0} + \Delta\lambda_{\text{W}})/\cos\theta_{\text{W}}$ mit $\lambda_{\text{W}} = 795.039$ nm. Die Verstimmung $\Delta\lambda_{\text{W}}$ des Lasers gegenüber dem atomaren Übergang liegt hier typisch bei einigen 100 pm. Der Strahl ist *s*-polarisiert, da sich bei *p*-Polarisation – wie in Abschn. 4.3.2 erwähnt – keine stehende Welle ausbilden würde.

Die Gleichung für die Intensitätsverteilung $I(\mathbf{x})$ in der stehenden Welle und das Potential $U_{\text{W}}(\mathbf{x})$ wurden ebenfalls bereits in Abschn. 4.3.2 angegeben. Zu berücksichtigen ist ferner die van der Waals-Wechselwirkung, der die Atome in der Nähe der Prismenoberfläche unterliegen. Für die hier relevanten Entfernungen, die größer als etwa ein Zehntel der optischen Wellenlänge des atomaren Überganges sind, ist die retardierte Form der Wechselwirkung heranzuziehen, das sog. Casimir-Polder-Potential [135, 122]

$$U_{\text{CP}}(z) = -\frac{3\hbar c \alpha_{1s3}}{32\pi^2 \epsilon_0} \frac{1}{z^4} = C_4 \frac{1}{z^4}, \quad \text{wobei } C_4 = 1.7 \cdot 10^{-55} \text{ J m}. \quad (4.53)$$

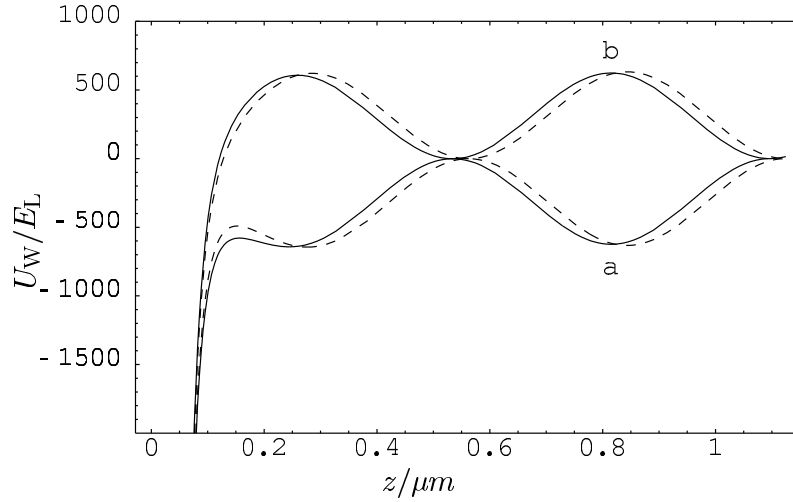


Abbildung 4.26: Potentialverlauf der stehenden Welle für rote (a) und blaue (b) Verstimmung des Wellenleiterlasers vom Betrag 200 pm vor der Oberfläche des Prismas bei $z = 0$. Das Potential U_W ist normiert auf die „Rückstoßenergie“ E_L . Der steile Abfall des Potentials vor der Oberfläche ist auf die van der Waals- bzw. Casimir-Polder-Wechselwirkung zurückzuführen. Der gestrichelte Verlauf ergäbe sich bei einer perfekt reflektierenden Oberfläche, d. h. $\epsilon = -\infty$.

α_{1s_3} ist die dielektrische Polarisierbarkeit des Zustands $1s_3$ [125], $\alpha_{1s_3} = (49.5 \pm 1.0) \cdot 4\pi\epsilon_0 \cdot 10^{-30} \text{ m}^3$. Das Gesamtpotential berechnet sich aus der Summe des Potentials der stehenden Welle U_W (Gl. 4.40) und des Casimir-Polder-Potentials U_{CP} ,

$$U_{WG}(x, y, z) = U_W(x, y, z) + U_{CP}(z). \quad (4.54)$$

$U_{WG}(x, y, z)$ ist separierbar in einen transversalen Anteil $U_{WG}(x, y)$ und einen longitudinalen Anteil $U_{WG}(z)$.

Abb. 4.26 zeigt den Verlauf des Potentials U_{WG} für einen um $|\Delta\lambda_W| = 200 \text{ pm}$, entsprechend $\delta_W = 2\pi \cdot 9.5 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{s}}$, rot bzw. blau verstimmtten Wellenleiterlaser bei einer Leistung von 0.45 W. Besonders im Falle roter Verstimmung des Wellenleiterlichtfeldes führt die van der Waals-Wechselwirkung zu einer starken Deformation des sinusförmigen Potentialverlaufs. E_L wird, analog Gl. 4.2, als „Rückstoßenergie“ zum „Gittervektor“ k_L der stehenden Welle definiert, also

$$k_L := \cos(\theta_W) \frac{2\pi}{\lambda_W} \approx \frac{2\pi}{\sqrt{2}\lambda_W} \quad \text{und} \quad E_L := \frac{\hbar^2 k_L^2}{2m_{Ar}}. \quad (4.55)$$

Für $\theta_W = 45^\circ$ und $|\Delta\lambda_W| \ll \lambda_W$ gilt $E_L \approx \frac{1}{2} E_{\text{rec}}(1s_3 - 2p_4)$ (s. Gl. 4.2).

4.4.2 Speicherzeit der Atome im Wellenleiter

Die Lebensdauer der Atome im Wellenleiterpotential wird im wesentlichen durch folgende Verlustfaktoren bestimmt:

- Die Atome können durch die Potentialmaxima der stehenden Welle tunneln und so das Wellenleiterpotential verlassen. Falls sie zur Prismenoberfläche hin tunneln, zerfallen sie mit großer Wahrscheinlichkeit in den Grundzustand $1s_0$ und gehen so verloren. Tunneln die Atome dagegen in ein anderes Potentialminimum der stehenden Welle, verliert das System seinen zweidimensionalen Charakter.
- Die Atome können – trotz der in der Regel großen Verstimmung des Wellenleiterlasers gegen den atomaren Übergang – auch durch Streuung eines Photons aus der stehenden Welle in den Zustand $2p_4$ angeregt werden und zerfallen danach mit einer Wahrscheinlichkeit von 42% in den Grundzustand $1s_0$. Für die niedrigen Zustände im Wellenleiterpotential ist die Streurrate bei roter Verstimmung wesentlich höher als bei blauer Verstimmung, da die Atome im ersten Fall hauptsächlich an den Intensitätsmaxima, im zweiten an den Minima des Lichtfeldes der stehenden Welle lokalisiert sind.
- Ein transversaler Einschluß der Atome ist nur bei rot verstimmttem Lichtfeld gegeben, da die Potentialminima dort mit den Intensitätsmaxima des Gaußschen Strahlprofils zusammenfallen. Im Falle blauer Verstimmung befinden sich die Potentialminima in den Knoten der stehenden Welle; ein transversaler Einschluß ist dort nicht gegeben.

Beide Prozesse führen zu einer Verringerung der Phasenraumdicke der Atome im Wellenleiterpotential und müssen deshalb minimiert werden: Ziel ist ein möglichst tiefes Potential bei einer gleichzeitig möglichst geringen Photonen-Streurate. Da die verfügbare Lichtleistung auf ca. 0.5 W beschränkt ist, bedeutet dies, optimale Parameter für Strahltaile⁹ und Verstimmung des Wellenleiterlasers zu finden.

Verluste durch Tunneln

In transversaler Richtung kann die Bewegung der Atome rein klassisch beschrieben werden: Im Falle blauer Verstimmung ist die transversale Bewegung der Atome für die niedrigen Zustände im Wellenleiterpotential im wesentlichen frei (höher angeregte Zustände erfahren jedoch durch den stärkeren Überlapp mit dem Gaußschen Strahlprofil eine repulsive Kraft vom Zentrum weg). Im Falle roter Verstimmung ist die transversale Ausdehnung des Potentials von der Größenordnung des Gaußschen Strahlquerschnitts von 0.70 mm und kann damit ebenfalls klassisch behandelt werden.

In longitudinaler Richtung setzt sich das Wellenleiterpotential Gl. 4.54 zusammen aus dem in einem Halbraum periodischen Potential der stehenden Welle und dem van der Waals-Potential. Als Ausgangspunkt für die folgenden Lösungsansätze wird die Schrödingergleichung des Systems in dimensionslose Form gebracht:

$$i \frac{\partial}{\partial \tau} \psi(\zeta) = -\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \psi(\zeta) + u(\zeta) \psi(\zeta). \quad (4.56)$$

⁹Ein Verringern der Strahltaile des Wellenleiterlasers ermöglicht zunächst tiefere Potentiale; da die anfängliche Phasenraumdicke aber durch den Ladeprozess bestimmt wird, verringert sich die Gesamtzahl der gespeicherten Atome, was das Signal/Rausch-Verhältnis verschlechtert.

Zeit, Länge und Energie werden hierbei mit Hilfe charakteristischer Skalierungsfaktoren durch dimensionslose Parameter ausgedrückt:

$$\tau = \frac{\hbar}{E_L} t, \quad \zeta = k_L z \approx \frac{2\pi}{\sqrt{2}\lambda_W} z \quad \text{und} \quad u(\zeta) = \frac{1}{E_L} U_W(z), \quad (4.57)$$

wobei $\hbar/E_L = 40.6 \mu\text{s}$, $1/k_L = 179 \text{ nm}$ und $E_L = 2.6 \cdot 10^{-30} \text{ J}$ (s. Gl. 4.55). Eine nicht-triviale Lösung der Schrödingergleichung 4.56 für das Wellenleiterpotential kann in geschlossener Form nicht angegeben werden.

Mathiesche Gleichung

Vernachlässigt man den van der Waals-Anteil des Wechselwirkungspotentials gemäß Gl. 4.54, läßt sich der Potentialverlauf im Bereich der stehenden Welle nach Gl. 4.40 für den Fall blauer Verstimmung näherungsweise durch

$$U_W(z) = U_{W0} \sin^2(k_L z) = \frac{1}{2} U_{W0} (1 - \cos(2k_L z))$$

beschreiben¹⁰. Die stationäre Schrödingergleichung hat dann die Form einer Mathieschen Differentialgleichung:

$$\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \psi(\xi) + (a - 2q \cos(2\xi)) \psi(\xi), \quad (4.58)$$

mit $a = \varepsilon - 2q$, $\xi = \zeta + \frac{\pi}{2}$ und $q = \frac{1}{4} U_{W0}/E_L$ sowie einem Energieeigenwert ε in Einheiten von E_L . Lösungen der Mathieschen Differentialgleichung lassen sich in analytischer oder numerischer Form finden [136, 59] und bieten eine Vergleichsmöglichkeit mit anderen Lösungsansätzen.

Da die van der Waals-Wechselwirkung mit zunehmendem Abstand von der Oberfläche sehr schnell abfällt, stellt Gl. 4.58 für weiter von der Prismenoberfläche entfernte Potentialtöpfe eine gute Näherung für U_{WG} dar. In der Nähe der Oberfläche dominiert jedoch die van der Waals-Wechselwirkung und aufgrund des Zerfalls der metastabilen Atome an der Oberfläche kann sich kein stationärer Zustand nach Gl. 4.58 einstellen; ein Lösungsansatz, der auf stationären Zuständen beruht, wird dem realen System deshalb nicht gerecht.

Quasiklassische Näherung

Als naheliegender Ansatz für die störungstheoretische Beschreibung eines nicht stationären Zustandes bietet sich die quasiklassische oder WKB-Näherung an [137]. Dies setzt voraus, daß die de Broglie-Wellenlänge des Atoms klein gegen Variationen des Potentials ist; dies ist hier allenfalls für Zustände höherer Energie erfüllt. Für das Wellenleiterpotential U_{WG} ergibt sich der Durchgangskoeffizient D für ein Atom mit

¹⁰Der Fall roter Verstimmung kann völlig analog behandelt werden.

der Energie E zu

$$\begin{aligned}
 D &= \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{E < U_{\text{WG}}(z)} \sqrt{2m(E - U_{\text{WG}}(z))} dz\right) \\
 &= \exp\left(-2 \int_{\xi_-}^{\xi_+} \sqrt{-a + 2q \cos(2\xi)} d\xi\right), \quad \text{wobei} \\
 \xi_{\pm} &= \pm \arccos\left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{a}{q} + 2}\right).
 \end{aligned} \tag{4.59}$$

Letztere Beziehung gilt für die Näherung der Mathieschen Gleichung 4.58. Die Tunnelrate durch eine Potentialwand des Wellenleiterpotentials U_{WG} ergibt sich zu $\gamma_t = \omega D$ mit der Eigenfrequenz $\omega = \frac{1}{\hbar} E$ der Atome; die gesamte Verlustrate erhält man dann als Summe der Tunnelraten durch beide Wände des Wellenleiters.

Harmonische Näherung

Gl. 4.58 läßt sich für niedrig liegende Energiezustände ($\varepsilon \ll 4q$) in einem weiteren Schritt harmonisch nähern: Mit $\sin^2(\xi) \approx \xi^2$ und $\eta = \sqrt[4]{4q}$ ergibt sich die Schrödingergleichung für den harmonischen Oszillator,

$$\frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \psi(\eta) + \left(\frac{\varepsilon}{2\sqrt{q}} - \eta^2\right) \psi(\eta) = 0. \tag{4.60}$$

Deren stationären Lösungen für den n -ten Zustand mit der Energie $\varepsilon_n = 4\sqrt{q}(n + \frac{1}{2})$ lauten

$$\psi_n(\eta) = \frac{1}{\sqrt{2^n n! \sqrt{\pi}}} e^{-\frac{1}{2}\eta^2} H_n(\eta). \tag{4.61}$$

Die harmonische Näherung fand bereits zur Bestimmung der Franck-Condon-Faktoren in Abschn. 4.3.2 bei der Untersuchung des Transferprozesses Anwendung.

Für typische experimentellen Parameter sind die Voraussetzungen für die harmonische Näherung – außer im Falle des ersten Potentialtopfes vor der Oberfläche bei roter Verstimmung – gut erfüllt; für $I_{\text{W}} = 42 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ und $|\Delta\lambda_{\text{W}}| = 200 \text{ pm}$ differieren die zum Grundzustand der harmonischen Näherung Gl. 4.60 und zum Grundband der Mathieschen Differentialgleichung Gl. 4.58 gehörenden Energieeigenwerte um nur 1%.

Numerische Lösung der Schrödingergleichung

Die zeitabhängige Schrödingergleichung 4.56 ist eine parabolische Differentialgleichung für die Entwicklung einer komplexwertigen Funktion. Der Anfangszustand für die Wellenfunktion $\psi(t)$ des Atoms im Potential U_{WG} wird durch den Transferprozeß bestimmt. Hier wird angenommen, daß nach dem Transferprozeß zum Zeitpunkt $t = 0$ die Wellenfunktion des Atom in Form eines Gaußschen Wellenpakets vorliegt, das um das Potentialminimum bei $\xi = \xi_0$ lokalisiert ist und einen Impuls $p = \hbar k_0$ besitzt [138]:

$$\psi(\xi, \tau = 0) = \left(\frac{2\sqrt{q}}{\pi}\right)^{\frac{1}{4}} \exp\left(-\sqrt{q}(\xi - \xi_0)^2\right) \exp(-\kappa_0(\xi - \xi_0)). \tag{4.62}$$

$\kappa_0 = \frac{k_0}{k_L}$ ist der Wellenvektor in dimensionslosen Einheiten.

Die Schrödingergleichung 4.56 stellt zusammen mit der Anfangsbedingung Gl. 4.62 und den Randbedingungen

$$\psi(\xi \rightarrow \pm\infty, \tau) \rightarrow 0 \quad \text{und} \quad (4.63)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(\xi, \tau)| d\xi = 1 \quad (4.64)$$

ein diffusives Anfangswertproblem dar. Ein geeignetes Integrationsverfahren hierfür ist das Crank-Nicholson-Verfahren [139]. Der Zeitentwicklungsoperators $e^{-i\hat{H}t}$ wird hierbei in die sog. Cayley-Darstellung entwickelt, die in Ort und Zeit in zweiter Ordnung genau und außerdem unitär¹¹ ist:

$$e^{-i\hat{H}\Delta\tau} \simeq \frac{1 - \frac{1}{2}i\hat{H}\Delta\tau}{1 + \frac{1}{2}i\hat{H}\Delta\tau} \quad \text{mit} \quad (4.65)$$

$$\hat{H} = -\frac{\partial^2}{\partial\xi^2} + V(\xi). \quad (4.66)$$

$V(\xi)$ ist das betrachtete Potential. Die Ortsvariable ξ wird innerhalb des Definitionsbereichs $[\xi_0, \xi_1]$ in N Werte ξ_n , $n = 1 \dots N$, diskretisiert, die Zeitvariable τ im Intervall $[0, T]$ in M Werte $\tau_m = 1 \dots M$. $\Delta\xi$ und $\Delta\tau$ sind die entsprechenden Schrittweiten; das Prisma befinde sich bei $\xi = 0$. Dieser Ansatz führt zu einem tridiagonalen linearen Gleichungssystem

$$-\frac{1}{2}\alpha\psi_{n+1}^{m+1} + \left(1 + \alpha + \frac{1}{2}\alpha\Delta\xi^2 V_n\right)\psi_n^{m+1} - \frac{1}{2}\alpha\psi_{n-1}^{m+1} = \frac{1}{2}\alpha\psi_{n+1}^m + \left(1 - \alpha - \frac{1}{2}\alpha\Delta\xi^2 V_n\right)\psi_n^m + \frac{1}{2}\alpha\psi_{n-1}^m, \quad (4.67)$$

wobei $\alpha = \frac{i\Delta\tau}{\Delta\xi^2}$, $\psi_n^m = \psi(\xi_n, \tau_m)$ und $V_n = V(\xi_n)$.

Das Potential V wird bis zu einem Abstand $\xi_S = \frac{1}{10}\sqrt{2}\pi$ von der Prismenoberfläche gleich dem Wellenleiterpotential U_{WG} gesetzt und von dort an – bis in den negativen Bereich – auf einem konstanten Wert belassen; bei kleineren Abständen müßte die nicht retardierte Wechselwirkung herangezogen werden [135]. Das Wellenpaket kann also frei bis zur linken Grenze ξ_0 des Definitionsbereiches propagieren. Auf diese Weise wird dem Zerfall der metastabilen Atome an der Prismenoberfläche Rechnung getragen, andernfalls fände dort eine Reflexion des atomaren Wellenpakets statt. Dieses Vorgehen vermeidet numerische Probleme, die bei der Divergenz des van der Waals-Potentials bei $\xi = 0$ auftreten, und trägt der Reichweite der retardierten Wechselwirkung Rechnung.

Der steilste Teil des van der Waals-Potentials bei ξ_S wird hierbei jedoch abgeschnitten, wodurch der Effekt der *Quantenreflexion* [140, 141, 142, 143, 144], d. h. die Reflexion eines Wellenpakets an einem abfallenden Potential, in der Simulation unberücksichtigt bleibt. Hier soll nur die Verlustrate aus den Potentialtöpfen der stehenden

¹¹Dies bedeutet, daß die Randbedingung 4.64 numerisch eingehalten wird.

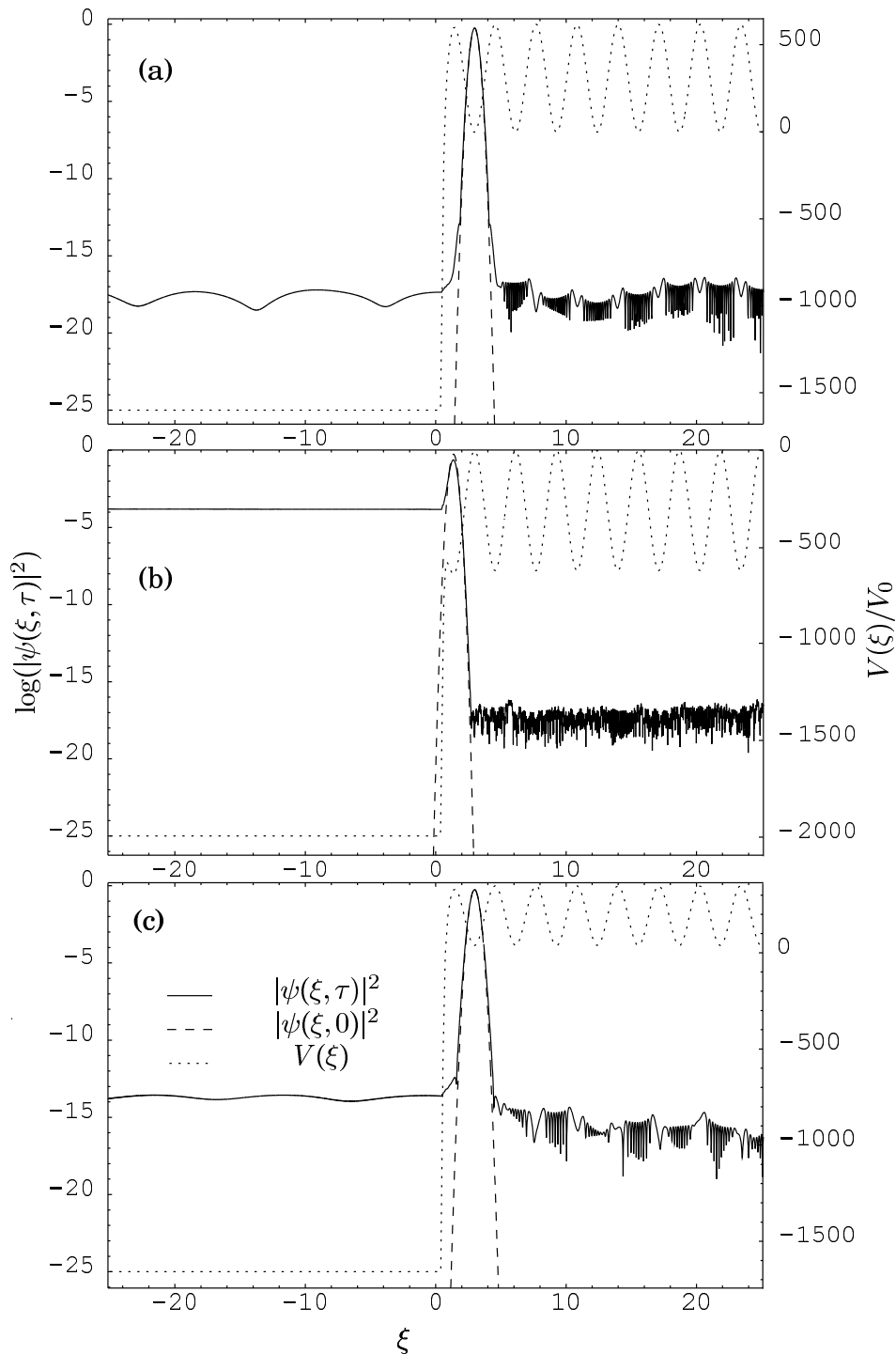


Abbildung 4.27: Ausbreitung des atomaren Wellenpakets $|\psi(\xi, \tau)|^2$ für blaue Verstimmung des Wellenleiterlasers von -200 pm (a) und -400 pm (c) sowie für rote Verstimmung von $+200$ pm (b). Die anfängliche Position des Wellenpakets $|\psi(\xi, 0)|^2$ liegt für (a) und (b) im ersten, für (c) im zweiten Potentialminimum der stehenden Welle vor der Prismenoberfläche bei $\xi = 0$. $V(\xi)$ bezeichnet das in der jeweiligen Situation gegebene Potential.

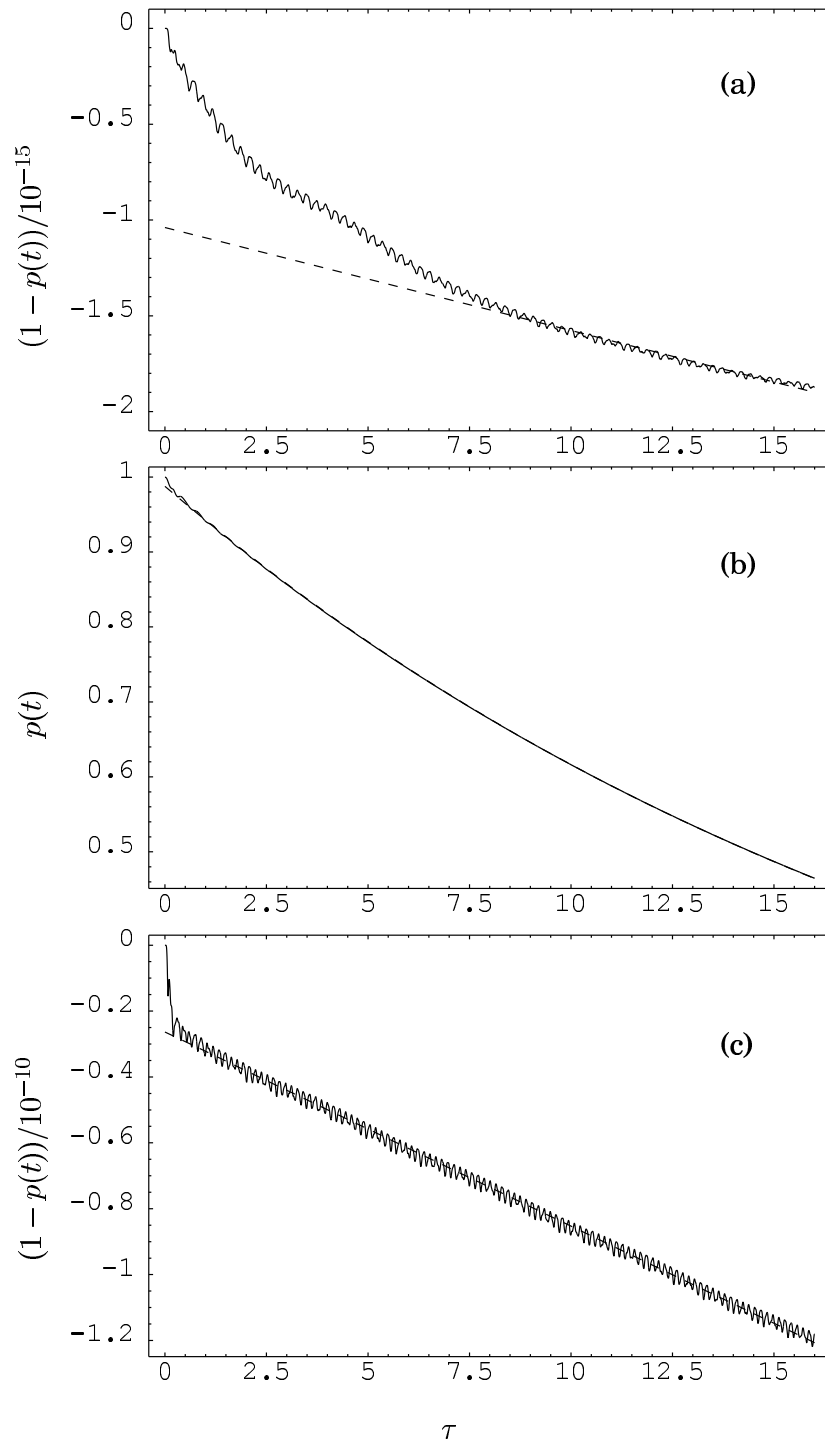


Abbildung 4.28: Zeitliche Entwicklung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit $p(\tau)$ des Atoms im ersten Potentialtopf des Wellenleiters. Die Parameter für das Wellenleiterpotential und die Anfangswellenfunktion $\psi(\xi, \tau = 0)$ sind wie in Fall (a), (b) und (c) aus Abb. 4.27 gewählt. Die Integrationszeit von $T = 2.0$ entspricht $81 \mu\text{s}$. Aus dem Fit einer exponentiell abfallenden Funktion ergeben sich Lebensdauern von $7.9 \cdot 10^9 \text{ s}$ (a), $5.9 \cdot 10^6 \text{ s}$ (c) und 0.85 ms (b).

Welle untersucht werden, wo dieser Effekt aufgrund der in der Regel kleinen Transmissionskoeffizienten vernachlässigt werden darf¹². Numerisch realisiert wurde das Verfahren nach Ref. [139] und [145] als C++-MEX-Routine in Matlab[®]. Als Anfangszustand der Wellenfunktion $\psi(\xi, \tau = 0)$ wurde ein Gaußsches Wellenpaket im ersten Minimum des Wellenleiterpotentials vor der Oberfläche ohne Anfangsimpuls ($k_0 = 0$) gewählt, das dem Grundzustand des Wellenleiterpotentials in der harmonischen Näherung (Gl. 4.61) entspricht. Abb. 4.27 zeigt die Ausbreitung des Wellenpaketes zum Zeitpunkt $\tau = 16$, d. h. $t = 0.65$ ms, für rote und blaue Verstimmung des Wellenleiterlasers ($\Delta\lambda_W = \pm 200$ pm und $\Delta\lambda_W = -400$ pm) und konstanter Leistung von 0.45 W, entsprechend einer Intensität von $I_W = 41 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$.

Das der Simulation zugrunde liegende Intervall wurde mit $\xi \in [-8\pi, 8\pi]$ so groß gewählt, daß innerhalb des betrachteten Zeitintervalls $\tau \in [0, 16]$ die Reflexion des Wellenpakets an den Intervallgrenzen keine Rolle spielt. Das Raster umfaßte 65536 Punkte für den Ort ξ und 4096 Punkte für die Zeit τ . Die Konvergenz des Verfahrens wurde durch Vergleich der Ergebnisse nach Verdoppelung der Anzahl der Stützstellen N für den Ort und M für die Zeit und außerdem einer Halbierung von ξ_S überprüft.

Mit den gegebenen Parametern entspricht eine Schwingungsperiode im harmonischen Potential mit der Frequenz $\omega = \frac{1}{\hbar} E_L \cdot \varepsilon = 2\pi \cdot 98.6 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{s}}$ einer Integrationszeit von ca. $T = 0.25$. Die Verlustrate aus dem Wellenleiterpotential wird bestimmt, indem die Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte $|\psi(\xi, \tau)|^2$ des Atoms außerhalb des Bereichs $[x_a, x_b]$ zwischen den beiden angrenzenden lokalen Potentialmaxima integriert wird. Das Integral von $|\psi(\xi, \tau)|^2$ über das gesamte Intervall $[\xi_0, \xi_1]$ bleibt numerisch wegen der unitären Operatorarstellung 4.65 im Rahmen der Maschinengenauigkeit konstant, so daß auch die erhaltenen kleinen Werte für die Verlustrate signifikant sind. Man erhält so die Aufenthaltswahrscheinlichkeit $p(\tau)$ des Atoms in $[x_a, x_b]$:

$$p(\tau) = \int_{x_a}^{x_b} |\psi(\xi, \tau)|^2 d\xi. \quad (4.68)$$

Ein Fit gemäß $p(\tau) = \exp(-\gamma_t (\tau - \tau_1))$ hinweg ergibt die Verlustrate γ_t , mit der die Atome aus dem jeweiligen Potentialtopf tunneln. τ_1 wird auf einen Wert gesetzt, an dem die ersten Relaxationsprozesse des atomaren Wellenpakets bereits stattgefunden haben. Aufgrund der sehr kurzen Integrationszeit¹³ geben die so erhaltenen Werte für extrem kleine Verlustraten der Fälle (a) und (c) aus Abb. 4.28 nur die anfängliche Situation wieder; ein Vergleich der numerisch erhaltenen Verlustraten mit den aus der Mathieuschen Gleichung 4.58 erhaltenen Tunnelraten ermöglicht jedoch eine Abschätzung der tatsächlichen Verlustraten. Im Fall (b) dagegen ist die Verlustrate γ_t so groß, daß die Wellenfunktion vollständig relaxiert und damit eine genaue Bestimmung von γ_t möglich ist.

Für die Fälle blauer Verstimmung (a) und (c), d. h. $\Delta\lambda_W = -200$ pm und $\Delta\lambda_W = -400$ pm ergeben sich für den Grundzustand Verlustraten von $\gamma_t = 1.3 \cdot 10^{-12} \frac{1}{\text{s}}$ und $\gamma_t = 1.5 \cdot 10^{-7} \frac{1}{\text{s}}$, das entspricht Lebensdauern von 24000 Jahren bzw. 80 Tagen, die

¹²Denkbar scheint jedoch sogar, das Wellenleiterpotential für die Atome vor der Oberfläche durch den Effekt der Quantenreflexion in Richtung zum Prisma und durch ein Dipolpotential in der anderen Richtung zu realisieren.

¹³Gemeint ist die Zeitskala des Atoms, nicht die des ungeduldigen Benutzers vor dem langsamen Rechner ...

weit außerhalb der für das Experiment relevanten Zeitskala liegen. Im Falle des ersten Potentialminimums vor der Oberfläche bei roter Verstimmung von $\Delta\lambda_W = 200$ pm ergibt sich jedoch eine Verlustrate von $\gamma_t = 1.2 \cdot 10^3 \frac{1}{s}$, die Lebensdauer des Grundzustandes beträgt also nur 0.85 ms.

Aus der Mathieschen Gleichung 4.58 ergeben sich hingegen Tunnelraten von $\gamma_t = 1.4 \cdot 10^{-9} \frac{1}{s}$ für $|\Delta\lambda| = 200$ pm bzw. $\gamma_t = 6.3 \cdot 10^{-9} \frac{1}{s}$ für $|\Delta\lambda| = 400$ pm, die im Fall (a) um 3 Größenordnungen über und im Fall (c) um 2 Größenordnungen unter dem numerisch ermittelten Wert liegen. Im Fall (c) scheint bereits ein Einfluß der van der Waals-Wechselwirkung spürbar. Für den Fall (b) versagt der Ansatz über die Mathieschen Gleichung jedoch völlig, da hier die Wirkung der van der Waals-Wechselwirkung so stark ist, daß keine effektive Speicherung der Atome mehr möglich ist.

Mit der WKB-Näherung berechnete Verlustraten für den Grundzustand liegen um viele Größenordnungen unter den numerisch ermittelten oder den aus Gl. 4.58 erhaltenen; wie oben angemerkt, sind die Voraussetzungen für die Anwendung dieser Näherung für niedrig liegende Zustände hier jedoch nicht erfüllt.

Als Ergebnis der Untersuchung läßt sich festhalten, daß eine realistische Beschreibung der Tunnelraten eines Atomes im Grundzustand des Wellenleiterpotentials nur auf numerischem Wege möglich ist: Im Einflußbereich der van der Waals-Wechselwirkung variiert die Potentialform sehr stark mit dem Abstand von der Oberfläche, so daß sich die Tunnelraten γ_t für den Grundzustand über einen Bereich von $10^3 \frac{1}{s}$ bis hin zu $10^{-12} \frac{1}{s}$ erstrecken, je nach dem Abstand des jeweiligen Knotens von der Oberfläche. Nur für den Fall (b) läßt sich die Tunnelrate mit dem hier verwendeten Crank-Nicholson-Verfahren mit ausreichender Genauigkeit bestimmen. Die niedrigen Tunnelraten von Fall (a) und (c) können aufgrund der starken Extrapolation zwar allenfalls als Schätzwerte angesehen werden, sind aber sicherlich vernachlässigbar gegenüber den anderen Verlustmechanismen, wie der Lebensdauer der metastabilen Atome oder der Streuung von Photonen aus dem Wellenleiterlichtfeld.

Transversale Bewegung der Atome

Transversal ist die Bewegung der Atome nur im Falle roter Verstimmung durch das Wellenleiterpotential eingeschränkt. Der transversale Modenabstand in harmonischer Näherung liegt hier für $|\Delta\lambda_W| = 200$ pm bei einer Größenordnung unter $2\pi \cdot 0.1$ kHz und ist damit sehr klein gegenüber dem Modenabstand der longitudinalen Bewegung, der für $|\Delta\lambda_W| = 200$ pm bei etwa $\omega = 2\pi \cdot 197 \cdot 10^3 \frac{1}{s}$ und für $|\Delta\lambda_W| = 400$ pm bei etwa $\omega = 2\pi \cdot 139 \cdot 10^3 \frac{1}{s}$ liegt. Transversal kann also von einer rein klassischen Bewegung der Atome ausgegangen werden, insbesondere gibt es hier keine Tunnelverluste.

Bei blauer Verstimmung ist – ohne zusätzliche Lichtfelder – die Bewegung der Atome entlang der Knoten der stehenden Welle in transversaler Richtung quasi frei; insbesondere ist kein transversaler Einschluß gegeben. Die Expansion der Atomwolke nach der Melasse-Kühlphase bleibt – abgesehen vom Übertrag eines Photonenrückstoßes beim Transfer – bei der Reflexion und beim anschließenden Transfer erhalten. Die Atome können daher den Wellenleiter transversal verlassen, wobei die Verlustrate γ_t durch die anfängliche Temperatur der Atome aus der MOT bestimmt wird. Unter Vernachlässigung der anfänglichen Ausdehnung σ_z der Atomwolke (vgl. Abschn. 4.1.1)

läßt sich γ_t abschätzen als:

$$\gamma_t = \frac{1}{\tau} \approx \frac{\sigma_v}{w_W} \sqrt{2(1 - \ln(e - 1))} \approx 0.96 \frac{\sigma_v}{w_W}. \quad (4.69)$$

Bei einer Strahltaile von $w_W = 0.7 \text{ mm}$ und einer Breite der Geschwindigkeitsverteilung von $\sigma_v \approx 5 v_{\text{rec}}$ ergibt sich hieraus eine Verlustrate von $\gamma_t = 84 \frac{1}{\text{s}}$.

Der Überlapp der atomaren Wellenfunktion mit dem Gauß-förmigen Strahlprofil der stehenden Welle führt zu einem Potential, das die Atome vom Zentrum weg treibt. Für die Atome im Grundzustand des Wellenleiterpotentials entspricht das Maximum im Zentrum gerade der Grundzustandsenergie. Die maximale Beschleunigung von ca. $1.2 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$ erfährt das Atom in diesem Fall in einem Abstand von 0.5 mm vom Zentrum (In x -Richtung gemäß Gl. 4.38), was für den Grundzustand zu einem Geschwindigkeitszuwachs kleiner $0.7 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \cong 0.6 v_{\text{rec}}$ führt, was gegenüber der Breite der Anfangsverteilung $\sigma_v \approx 5 v_{\text{rec}}$ vernachlässigbar ist. Für die höheren Niveaus führt der größere Überlapp der Wellenfunktion mit dem Lichtfeld zu einer stärkeren Beschleunigung und damit höheren Verlustrate.

Streuung von Photonen

Die Streuung von Photonen im Lichtfeld der stehenden Welle führt zu einem Aufheizen der Atome oder gar ihrem Verlust, da der Übergang $1s_3 - 2p_4$ ja nicht geschlossen ist. Aus $2p_4$ erfolgen mit einer Wahrscheinlichkeit von $1 - \eta = 0.44$ Übergänge nach $1s_5$ oder in den Grundzustand $1s_0$, die in einen Verlust des Atoms resultieren. Die Verstimmung des Wellenleiterlasers sollte also groß sein, damit die Anregungswahrscheinlichkeit in den Zustand $2p_4$ möglichst gering ist. Neben der Verstimmung hängt diese von der mittleren Intensität ab, die das Atom im Lichtfeld erfährt. Für den Grenzfall einer großen Verstimmung δ_W erhält man so eine Verlustrate $\gamma_{\text{sc}} = (1 - \eta) \Gamma_{\text{sc}W}$. Nach Abschn. 2.1.2 führt eine Streuung von Photonen außerdem zu einem Aufheizen der Atome, was ebenfalls einen Verlust oder aber einen Übergang in höhere quantenmechanische Bewegungszustände im Wellenleiterpotential bedeuten kann, so daß für die Verlustrate durch Photonenstreuung letztlich konservativ $\gamma_{\text{sc}} = \Gamma_{\text{sc}W}$ angenommen wird. Die Streurrate ist dann gegeben durch

$$\gamma_{\text{sc}} = \Gamma_W \frac{C_{\text{eff}W}^2 A_W^2}{8 \delta_W^2} \frac{\langle I \rangle}{I_{\text{SW}}} \approx \begin{cases} \frac{\Gamma_W}{\hbar \delta_W} \left(\sqrt{U_{W0} E_L} \left(n + \frac{1}{2} \right) - U_{W0} \right), & \text{falls } \delta_W < 0 \\ \frac{\Gamma_W}{\hbar \delta_W} \sqrt{U_{W0} E_L} \left(n + \frac{1}{2} \right), & \text{falls } \delta_W > 0. \end{cases} \quad (4.70)$$

Die mittlere Intensität $\langle I \rangle$ ist durch den Überlapp der atomaren Wellenfunktion $\psi = \psi(x, t)$ mit dem Lichtfeld der stehenden Welle gegeben: $\langle I \rangle = \langle \psi | I | \psi \rangle$. Das Integral $\langle I \rangle$ wurde für den Grundzustand der Bewegung numerisch ausgewertet. Die Näherung in Gl. 4.70 ergibt sich aus der harmonischen Näherung Gl. 4.61 und weicht nur geringfügig vom numerisch ermittelten Wert ab. Der Überlapp mit dem Lichtfeld – und damit die Streurrate $\Gamma_{\text{sc}W}$ – nimmt bei blauer Verstimmung für höhere Zustände mit der Quantenzahl n zu, für rote Verstimmung dagegen ab.

Gesamtverluste

Die Gesamtverlustrate ergibt sich aus der Summe der einzelnen Verlustraten. Die dominierenden Verlustprozesse für den Grundzustand im Wellenleiter sind – bei den gegebenen Parametern – die Streuung von Photonen aus dem Lichtfeld und der fehlende transversale Einschluß im Falle blauer Verstimmung. Tunnelverluste sind nur im Falle roter Verstimmung im ersten Minimum des Wellenleiterpotentials vor der Prismenoberfläche infolge des Einflusses der van der Waals-Wechselwirkung von Bedeutung; in diesem Fall ist die Verlustrate jedoch so hoch, daß eine effektive Speicherung der Atome nicht möglich ist. Bei roter Verstimmung ist auch in den weiter von der Oberfläche entfernten Minima des Wellenleiterpotentials die Verlustrate durch Streuung von Photonen wesentlich höher als bei entsprechender blauer Verstimmung. Da bei blauer Verstimmung der Überlapp der atomaren Wellenfunktionen mit der Energie des Zustandes zunimmt, steigt parallel auch die Photonenstreurate mit an; dieser Effekt ließe sich dazu nutzen, den Grundzustand der longitudinalen Bewegung im Wellenleiter zu selektieren [59]. Bei roter Verstimmung nehmen umgekehrt die Photonensteuraten für die höher liegenden Zustände ab.

Aus dem Modenabstand und der Verlustrate läßt sich dem Wellenleiterpotential eine Resonatorgüte zuordnen gemäß $Q = \frac{\omega}{\gamma}$, wobei $\omega = 2\pi \cdot 197 \cdot 10^3 \frac{1}{s}$ für $|\Delta\lambda_W| = 200$ pm und $\omega = 2\pi \cdot 139 \cdot 10^3 \frac{1}{s}$ für $|\Delta\lambda_W| = 400$ pm. In den „Dämpfungsfaktor“ γ gehen dabei alle möglichen Verlustraten ein, im wesentlichen γ_t und γ_{sc} . In Tab. 4.1 sind für die typischen Parameter des Wellenleiterexperimentes die Photonensteuraten γ_{sc} , die Verlustraten γ_t durch Tunneln bzw. transversale Diffusion und die daraus abgeleiteten Lebensdauern $\tau = \frac{1}{\gamma}$ und Resonatorgüten Q für den Grundzustand des Wellenleiterpotentials bei blauer bzw. roter Verstimmung des Wellenleiterlichtfeldes aufgeführt. Bei blauer Verstimmung werden Güten durch die Verlustrate durch den fehlenden transversalen Einschluß bestimmt. Die hohen Werte für Q rechtfertigen die Bezeichnung „Resonator für de Broglie-Wellen“ für das System.

$\Delta\lambda_W$ / pm	+400	+200	-200	-400
$\gamma_{sc}/\frac{1}{s}$	$0.21 \cdot 10^3$	$0.80 \cdot 10^3$	17	6.1
$\gamma_t/\frac{1}{s}$	0	$1.2 \cdot 10^3$	84 (0)	84 (0)
τ / ms	4.8	0.5	9.9 (58)	11 (160)
$Q/10^3$	4.2	0.62	12 (73)	9.7 (143)

Tabelle 4.1: Verlustraten durch Streuung von Photonen γ_{sc} und durch Tunneln bzw. transversale Diffusion γ_t von Atomen im Grundzustand $n = 0$ des Wellenleiters bei verschiedenen Verstimmungen $\Delta\lambda_W$ und einer festen Intensität des Wellenleiterlasers von $I_W = 41 \frac{W}{cm^2}$. Tunnelraten größer als die Lebensdauer der metastabilen Ar^ -Atome werden mit ∞ bezeichnet. Bei blauer Verstimmung resultieren die Werte für γ_t aus der transversalen Diffusion. Q bezeichnet die Resonatorgüte für den Grundzustand im Wellenleiterpotential. Bei transversalem Einschluß der Atome im Fall blauer Verstimmung würden sich für γ_t , τ und Q die Werte in Klammern ergeben.*

Die Werte in Tab. 4.1 geben nur die Verhältnisse für den Grundzustand im Wellenleiterpotential wieder; für eine Angabe der tatsächlichen mittleren Lebensdauer aller

Atome im Wellenleiter müßte jedoch die Verteilung der Atome auf den Grund- und die angeregte Zustände im Wellenleiterpotential bekannt sein. Bei blauer Verstimmung führt eine Besetzung höher liegender Zustände aufgrund der höheren Verluste durch Streuung von Photonen insgesamt zu einer niedrigeren mittleren Lebensdauer, bei roter Verstimmung nehmen die Verluste durch Streuung von Photonen für höher liegende Zustände ab, so daß eine höhere mittlere Lebensdauer resultiert. Nahe dem Maximum des Wellenleiterpotentials dominieren in letzterem Fall jedoch die Tunnelverluste.

4.4.3 Flugzeitspektroskopie des Wellenleiters

Die Flugzeitspektren der Atome aus dem Wellenleiter lassen sich ebenfalls mit den Gleichungen aus Abschn. 4.1 beschreiben. Die Flugzeitspektren lassen sich aus den Bewegungsgleichungen eines Atoms im kombinierten Gravitations- und Casimir-Polder-Potential (vgl. Gl 4.53) ermitteln:

$$\ddot{z} = - \left(g + a \frac{1}{z^5} \right), \quad (4.71)$$

mit $a = C_4/m_{\text{Ar}}$ und der Atommasse m_{Ar} . Anfänglich wird eine Gaußsche Geschwindigkeitsverteilung mit der Breite σ_v der Atome angenommen; die Breite der Ortsverteilung σ_z hat kaum Einfluß auf die Form der Ankunftszeitverteilungen, solange $\sigma_v \cdot \sigma_z \approx \hbar$ bleibt und das Potential der stehenden Welle nicht zu flach wird (vgl. Abschn. 4.1.1).

Der Zeitpunkt des Auftreffens des Atoms als Funktion der Anfangsgeschwindigkeit $t(v)$ (oder des Anfangsortes $t(z)$) läßt sich durch numerische Integration der Bewegungsgleichung 4.71 mit einem Runge-Kutta-Verfahren ermitteln. Ebenfalls numerisch erfolgt die Bestimmung der Umkehrfunktion $v(t)$ und von $\frac{dt}{dv}$. Damit ist die Berechnung der Transformierten von Gl. 4.1 nach t möglich. Abb. 4.29 zeigt die Ankunftszeitverteilungen für die ersten Potentialminima vor der Prismenoberfläche für $z_W = 534 \text{ nm}$ (b) und für $z_W = 253 \text{ nm}$ (a) und $z_W = 815 \text{ nm}$ (c), wie sie sich bei blauer bzw. roter Verstimmung des Wellenleiterlasers ergeben. Für die Breite der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung wurde hierbei ein Wert von $\sigma_v = 1 v_{\text{rec}}$ angenommen. Dieser liegt bei den gegenwärtigen Parametern des Wellenleiterpotentials unterhalb der Grundzustandsenergie, wurde mit Hilfe des o. g. Selektionsmechanismus beim physikalisch vergleichbaren System eines dreidimensionalen optischen Gitters [59] jedoch bereits erreicht. In Abb. 4.30 wurde als Breite der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung $\sigma_v = 3v_{\text{rec}}$, die etwa der Grundzustandsenergie der Atome im Wellenleiterpotential entspricht, angenommen. Die endliche Breite der Ortsverteilung σ_z hat wiederum kaum Einfluß auf die Form der Ankunftszeitverteilungen.

Im Gegensatz zu den annähernd Gauß-förmigen Flugzeitspektren von Atomen aus einer magneto-optischen Falle, sind die Flugzeitspektren hier aufgrund ihres anfänglich sehr geringen Abstandes zum Prisma stark asymmetrisch und zu niedrigen Ankunftszeiten hin verschoben. Im Experiment ist der lange Schwanz der Verteilung bei langen Zeiten kaum vom Untergrund zu unterscheiden.

Falls sich die Atome überwiegend im Grundzustand des Wellenleiterpotentials befinden und die Breite ihrer Geschwindigkeitsverteilung σ_v von der Größenordnung von

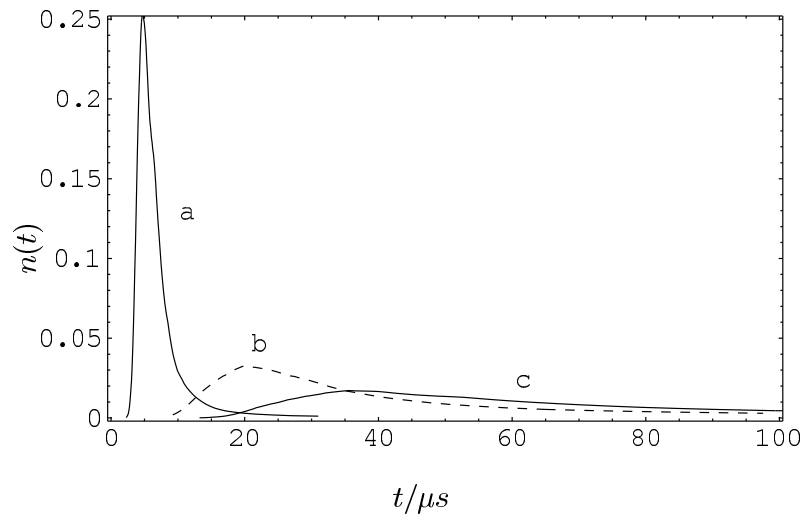


Abbildung 4.29: Ankunftszeitverteilung von Atomen aus dem Wellenleiter für Abstände von $z_W = 253$ nm (a), $z_W = 534$ nm (b) und $z_W = 815$ nm (c); die Anfangsbreite der Geschwindigkeitsverteilung ist $\sigma_v = 1 v_{\text{rec}}$. Die schmale Form der Verteilung (a) kommt durch die Wirkung der van der Waals-Wechselwirkung zwischen dem Atom und der Oberfläche zustande.

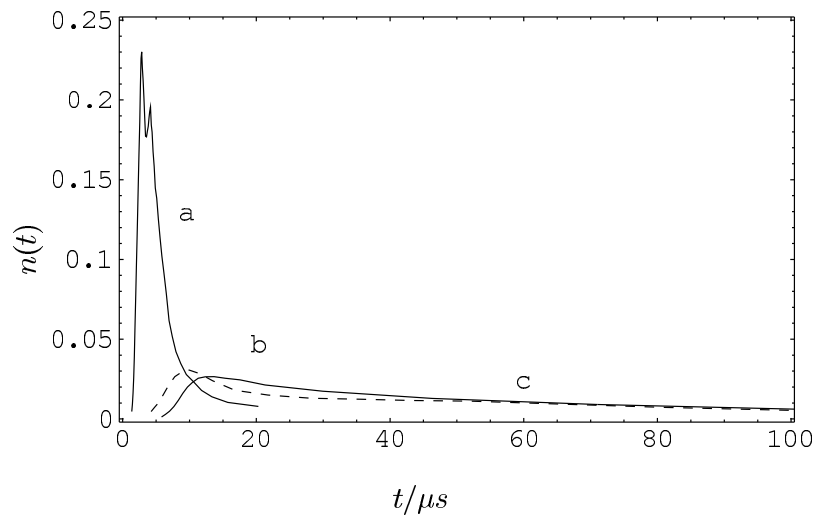


Abbildung 4.30: Ankunftszeitverteilung von Atomen aus dem Wellenleiter bei einer Anfangsbreite der Geschwindigkeitsverteilung $\sigma_v = 3 v_{\text{rec}}$. (a), (b) und (c) bezeichnen Abstände gemäß Abb. 4.29. Bei (b) und (c) ist kaum mehr ein Einfluß der van der Waals-Wechselwirkung spürbar.

v_{rec} ist, könnte die Besetzungszahl der verschiedenen Knoten des Wellenleiterpotentials bestimmt werden. Bei höheren Werten von σ_v sind die Flugzeitspektren von Atomen aus verschiedenen Potentialminima nicht mehr eindeutig voneinander zu trennen.

Als hilfreiche Größen bei der Abschätzung des Einflusses der van der Waals-Wechselwirkung auf die Atome erweisen sich der Abstand, bei dem sie die Größe der Gravitationsenergie erreicht, $z = 1 \mu\text{m}$, sowie der Abstand, bei dem sie dem Betrag der Rückstoßenergie E_{rec} (Gl. 4.2) gleichkommt, $z = 0.4 \mu\text{m}$.

4.4.4 Nachweis von Atomen im Wellenleiter

Für die im folgenden vorgestellten Messungen zum Nachweis, daß die Atome in das Wellenleiterpotential transferiert und dort gespeichert werden können, wurden die Atome in einer magneto-optischen Falle ohne Melassenkühlphase in präpariert. Der Reflexionslaser wurde mit einer Verstimmung von $\delta_{\text{R}} = 2\pi \cdot 0.65 \text{ GHz}$ bei der gemäß Abb. 4.25 für den Transfer optimalen Leistung betrieben. Da die maximale Leistung des Transferlasers unterhalb des für den Transferprozeß optimalen Wertes lag, wurde er mit einer Leistung von $36 \mu\text{W}$ betrieben (vgl. Abschn. 21). Nach einer Speicherdauer von ca. 5 ms wird der Wellenleiterlaser abgeschaltet, so daß die Atome frei expandieren und nachgewiesen werden können, falls sie auf das Prisma treffen.

Die Meßsequenz für den Wellenleiter

Zum Laden der Atome in den Wellenleiter und zum Nachweis, daß sie dort gespeichert werden, wurden Reflexions-, Transfer- und Wellenleiterlaser in der in Abb. 4.31 gezeigten Sequenz geschaltet:

- Der Reflexionslaser wird in einem Zeitfenster von 26.5 ms bis 57.5 ms eingeschaltet. Durch eine so lange Zeitspanne wird verhindert, daß Atome im Zustand $1s_5$, die nicht in den Zustand $1s_3$ transferiert wurden, nach ihrer Reflexion innerhalb des Beobachtungszeitfensters wieder auf das Prisma treffen und so das Signal von den Atomen aus dem Wellenleiter überlagern könnten.
- Der Transferlaser wird innerhalb eines Zeitfensters von 26.5 ms bis 38.0 ms eingeschaltet. Dieses Zeitfenster ist in etwa symmetrisch um die mittlere Ankunftszeit der Atome aus der magneto-optischen Falle bei ca. 32 ms gelegen, um eine maximale Anzahl von Atomen mit einer möglichst schmalen Geschwindigkeitsverteilung (s. Gl. 4.8) die zu reflektieren und in das Wellenleiterpotential zu transferieren.
- Der Wellenleiterlaser wird schon zu Beginn des Meßintervalls bei 3.0 ms eingeschaltet; er beeinflußt die Atome in der magneto-optischen Falle und beim Reflexionsprozeß in keiner Weise, da sie sich dort ja im Zustand $1s_5$ befinden. Sein Abschaltzeitpunkt liegt 5 ms nach demjenigen des Transferlasers bei 43 ms . Dort ist einerseits kein Signal von Atomen mehr zu erwarten, die bereits während des freien Falls aus der MOT Richtung Prisma vom Streulicht des evaneszenten Transferlichtfeldes in den Zustand $1s_3$ gepumpt wurden. Andererseits liegt der zeitliche Abstand zum Transferprozeß noch im Bereich der Lebensdauer der Atome Wellenleiterpotential, die durch Streuung von Photonen aus dem Lichtfeld der stehenden Welle oder, im Falle blauer Verstimmung, durch transversales Verlassen des Wellenleiterpotentials limitiert ist.

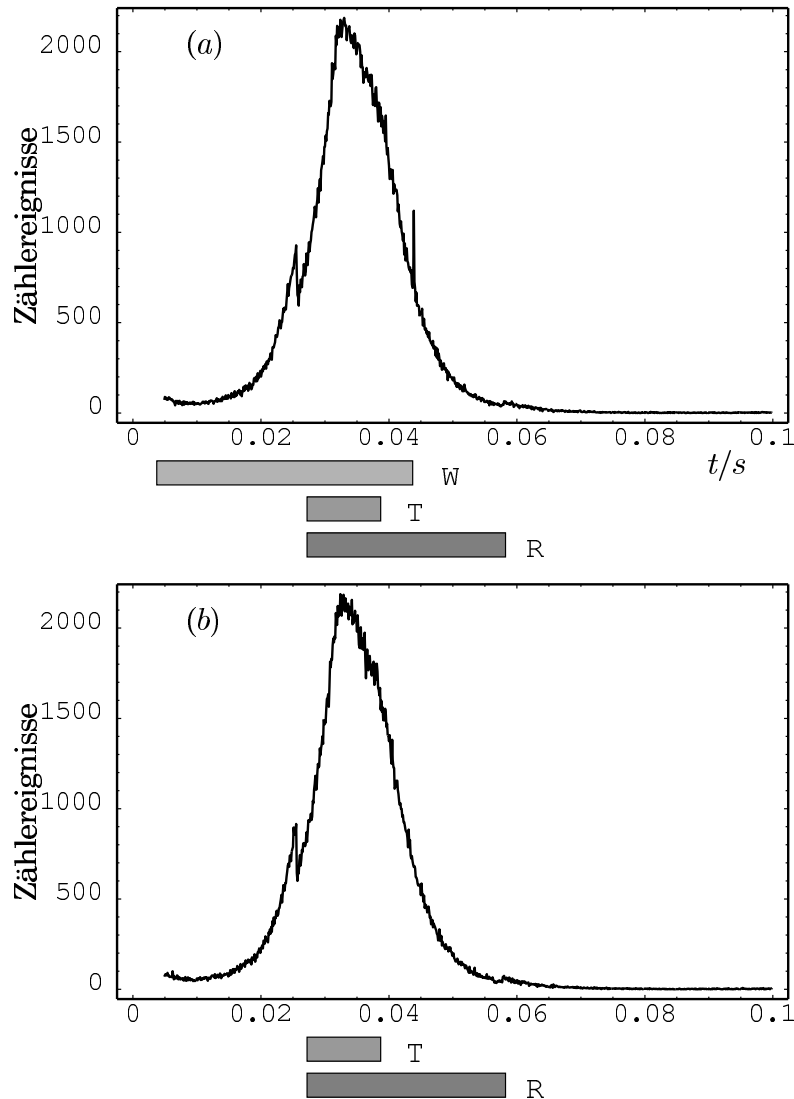


Abbildung 4.31: Flugzeitspektrum von Atomen aus dem Wellenleiter. In (a) ist bei $t = 43$ ms ein Signal von Atomen, die im Wellenleiterpotential gespeichert wurden, zu erkennen. (b) zeigt ein Flugzeitspektrum, das mit abgeblocktem Wellenleiterlaser unter ansonsten gleichen Bedingungen als Referenz aufgenommen wurde. Die Balken unter der jeweiligen Zeitachse repräsentieren die Zeitfenster für das Einschalten des Reflexionslasers (R), des Transferlasers (T) und des Wellenleiterlasers (W). Die Spektren wurden über 300 Ladezyklen integriert.

Optimierung der Parameter für die Reflexion und den Transfer

Da die für den Transferprozeß optimale Intensität (vgl. Abschn. 21) des Transferlichtfeldes mangels Leistung des 715 nm-Diodenlasersystems nicht erreicht werden konnte, wurde das Transferlichtfeld bei den Messungen konstant auf seinem stabil maximal möglichen Wert von $36 \mu\text{W}$ gehalten. Anhand der Aufnahmen mit dem ortsauflösenden Detektorsystem wurde die Leistung des Reflexionslasers auf das Ziel hin optimiert,

daß die Anzahl der von $1s_5$ nach $1s_3$ optisch gepumpten Atome hoch und ihre räumliche Verteilung über der Prismenoberfläche der Ausdehnung des Lichtfeldes des Wellenleiterlasers angepaßt war (s. Abb. 4.22). Der dabei ermittelte Wert von 10.4 mW entspricht einer durch das Oberflächenplasmon überhöhten Intensität von $I_{RO} = 41 \frac{W}{cm^2}$; dies führt zu einem klassischen Umkehrpunkt der Atome im evaneszenten Reflexionsfeld bei $z_W = 732$ nm, der zwischen dem 1. Potentialminimum vor der Oberfläche bei blauer Verstimmung des Wellenleiterlichtfeldes bzw. dem 2. Potentialminimum bei roter Verstimmung liegt. Für den Fall blauer Verstimmung existiert daher ein elliptischer Bereich mit einer kurzen Halbachse von ca. 1 mm, in dem der klassische Umkehrpunkt der Atome mit dem Potentialminimum des Wellenleiterpotentials zusammenfällt. Die entsprechenden Aufnahmen mit dem ortsauflösenden Detektionssystem wurden bereits in Abb. 4.24 und 4.25 gezeigt.

Signal von Atomen aus dem Wellenleiter

Abb. 4.31 zeigt ein Flugzeitspektrum von Atomen, die im Wellenleiter gespeichert wurden, und zum Vergleich ein Referenzspektrum ohne Wellenleiterlichtfeld. Der Wellenleiterlaser hatte eine Leistung von 410 mW, entsprechend einer Intensität von $I_W = 38 \frac{W}{cm^2}$ und war um $\Delta\lambda_W = -200$ pm blau verstimmt. In Abb. 4.32 ist ein Ausschnitt aus der Differenz der beiden Flugzeitspektren aus Abb. 4.31 zusammen mit dem zeitlichen Verlauf der Leistung des Wellenleiterlasers dargestellt. Für den genauen Zeitabgleich zwischen dem Wellenleiterlaser und dem Vielkanalzähler zur Aufnahme der Flugzeitspektren wurde der Triggerimpuls für den Laser auf den Zähler gegeben; gleichzeitig wurde mit einer Photodiode der zeitliche Verlauf der Laserleistung aufgenommen und mit einem Speicher-Oszilloskop aufgezeichnet. In Abb. 4.31 ist der Verlauf der beiden Signale nach diesem Verfahren synchronisiert.

Das Signal der Atome aus dem Wellenleiter liegt innerhalb eines Kanals des Vielkanalzählers, d. h. es ist maximal $100 \mu s$ breit. Dies ist konsistent mit der in Abschn. 4.4.3 berechneten Form der Spektren: Charakteristisch für diese ist ein scharfes Maximum, das von Atomen mit einer vertikalen Geschwindigkeit in Richtung Prisma herrührt, gefolgt von einem langsam abfallende Schwanz von Atomen, die sich beim Abschalten des Wellenleiterlichtfeldes vom Prisma wegbewegen. Letztere werden evtl. gar nicht nachgewiesen, da sie eine transversale Geschwindigkeitskomponente besitzen und sich aus dem räumlichen Nachweisbereich des Detektionssystems wegbewegen. Dies gilt insbesondere für höhere Temperaturen der Atome im Wellenleiter als die für die Überlegungen in Abschn. 4.4.3 angenommen. Die Breite des Signals liegt offenbar unterhalb des zeitlichen Auflösungsvermögens des Vielkanalzählers; im Rahmen der gegebenen Auflösung koinzidiert das Signal von den Atomen mit dem Abschalten des Wellenleiterlasers. Da der *Histogramming Buffer Memory* des ortsauflösenden Detektor-systems bei diesen Messungen nur über 8 Kanäle verfügte¹⁴, gelang hier noch kein ortsauflösender Nachweis der Atome aus dem Wellenleiter.

¹⁴Kurz nach diesen ersten Messungen wurde die Anzahl der Kanäle des *Histogramming Buffer Memory* nach dem in [114] beschriebenen Verfahren ohne wesentliche Einbußen bei der räumlichen Auflösung von 16 auf 64 erhöht und es gelang der zeit- und ortsauflösende Nachweis der Atome [58].

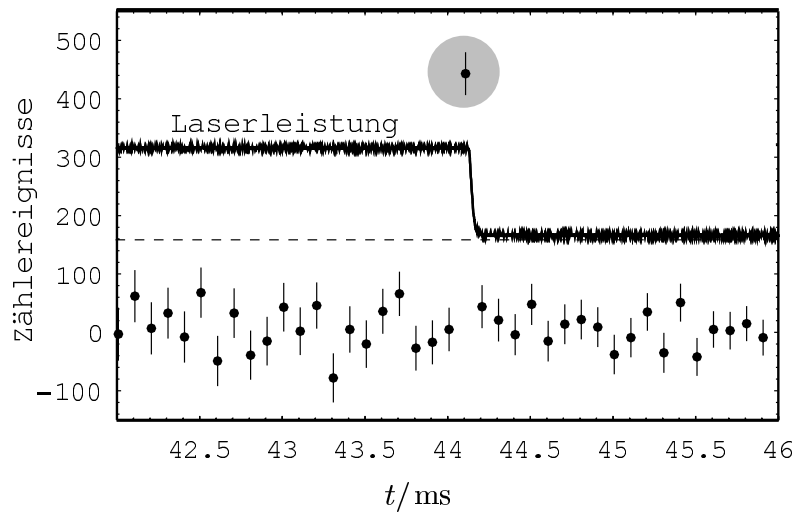


Abbildung 4.32: Ausschnitt aus der Differenz der beiden Flugzeitspektren aus Abb. 4.31. Die Fehlerbalken ergeben sich aus der Zählstatistik. Das Signal von Atomen, die beim Abschalten des Wellenleiterlichtfeldes nachgewiesen werden, ist grau hinterlegt. Es liegt eindeutig, d. h. mit einem Abstand größer 10σ , über dem Untergrundrauschen. Eingetragen ist weiter der zeitliche Verlauf der Leistung des Wellenleiterlasers, der mit dem Flugzeitspektrum synchronisiert wurde.

Rot und blau verstimmtes Wellenleiterpotential

Die Speicherung von Atomen im Wellenleiter konnte bei dieser Messung für rote und blaue Verstimnungen von $|\Delta\lambda_W| = \pm 200\text{ pm}$ und $|\pm 400\text{ pm}|$ nachgewiesen werden (s. Abb. 4.33). Eine maximale Anzahl von Atomen ergab sich im Falle einer Verstimmung von $\Delta\lambda_W = -200\text{ pm}$. Wegen der sehr hohen Photonenstreurate bei roter Verstimmung ist dort bereits bei der kurzen Speicherzeiten von 5 ms eine hohe Verlustrate zu erwarten (vgl. Abschn. 4.4.2).

Im Falle roter Verstimmung wurden die Atome wegen der hohen Tunnelverlustrate im ersten Potentialminimum vermutlich nicht dort, sondern in einem weiter von der Oberfläche entfernten gespeichert. Für diese Annahme spricht zudem die Höhe des Reflexionspotentials, die zu einem klassischen Umkehrpunkt der Atome beträchtlich vor dem ersten Potentialminimum führt.

Dichte der Atome im Wellenleiter

Da die Auslösewahrscheinlichkeiten von Elektronen beim Auftreffen auf Metalloberflächen für Atome im Zustand $1s_5$ und $1s_3$ ungefähr gleich groß ist [105], kann die Anzahl N_W der im Wellenleiter gespeicherten Atome im Zustand $1s_3$ anhand der bekannten Nachweiseffizienz $\eta = (2.7 \pm 0.7)\%$ des Detektorsystems für die Atome im Zustand $1s_5$ angegeben werden. Pro Meßzyklus werden im Mittel 1.5 Atome im Wellenleiter nachgewiesen, was zu einer Zahl von $N_W = \frac{1}{\eta} \cdot 1.5 = 55$ Atomen führt. Bei einem Volumen der Größenordnung $V \approx \sqrt{2} \pi w_W^2 \cdot \sqrt{2} \lambda_W = 1.2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3$, das sich

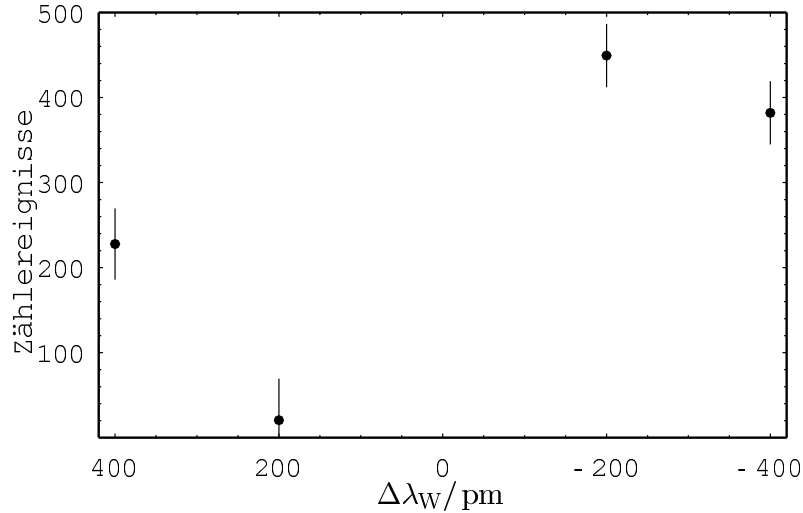


Abbildung 4.33: Anzahl der gemäß Abb. 4.32 im Wellenleiter gespeicherten Atome in Abhängigkeit von der Laserverstimmung $\Delta\lambda_W$. Bei der kurzen Speicherzeit von 5 ms wird die Verlustrate hauptsächlich von der Streuung von Photonen bestimmt (vgl. Tab. 4.1), was die geringe Zahl nachgewiesener Atome bei roter Verstimmung, insbesondere bei $\Delta\lambda_W = 200$ pm erklärt.

unter der Annahme der Besetzung eines einzelnen Potentialminimums des Wellenleiters mit einem Radius von w_W ergibt, folgt daraus eine mittlere Dichte der Atome im Wellenleiter von $4.5 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{cm}^3}$.

Bei den Experimenten zum Laden des Wellenleiters standen etwa $0.4 \cdot 10^6$ Atome in der magneto-optischen Falle zur Verfügung. Bei einem – geschätzten – Volumen $\frac{4}{3} \pi \sigma_x \sigma_y \sigma_z$ der Atomwolke von $2.2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^4$ beträgt die Dichte der Atome in der magneto-optischen Falle bei den Wellenleiterexperimenten etwa $3.2 \cdot 10^8 \frac{1}{\text{cm}^3}$. Nach der thermischen Expansion der Atomwolke, während sie Richtung Prisma fällt, nimmt ihr Volumen nach Gl. 4.11 auf $\frac{4}{3} \pi (t \sigma_v)^3 = 4.1 \cdot 10^2 \text{ cm}^3$ zu; entsprechend verringert sich die Dichte auf einen Betrag von $4.8 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{cm}^3}$.

Der Transferprozeß in den Wellenleiter führt also unmittelbar zu einer Kompression der Dichte um über eine Größenordnung, obwohl die Hälfte der Atome beim optischen Pumpen von $1s_5$ nach $1s_3$ verloren geht. Gegenüber der anfänglichen Dichte von $1.8 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{cm}^3}$ der Atome in der magneto-optischen Falle nimmt die Dichte jedoch um über eine Größenordnung ab. Später konnte durch zweidimensionale Kompression des Atomstrahls [119] die Anzahl der Atome in der MOT erhöht werden. Da das Volumen der Atomwolke am Prisma im wesentlichen von der Temperatur, die hierbei in etwa gleich blieb, und nicht vom Anfangsvolumen abhängt, steigen Zahl und Dichte der Atome im Wellenleiter proportional mit der Zahl der Atome in der MOT, bis die Dichte durch Verlustmechanismen, wie die Penning-Ionisation, auf einen maximalen Wert begrenzt wird.

Bisher konnte die Dichte im Wellenleiter durch Optimieren der Ladeparameter bis auf einen Wert von $0.9 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{cm}^3}$ erhöht werden [146], was bereits an die anfängliche Dichte in der MOT heranreicht. Durch Einsatz einer magneto-optischen Oberflächenfalle,

einer sog. MOST [80], rechnet man mit einer weiteren Erhöhung der Atomdichte im Wellenleiter.

Kapitel 5

Resümee

5.1 Zusammenfassung und Diskussion

In der vorliegenden Arbeit gelang die Demonstration einer quasi zweidimensionalen, optischen Dipolfalle für metastabile Ar^* -Atome in einem Abstand von der Größenordnung der Lichtwellenlänge vor einer Oberfläche. Diese kann gemäß der eingangs (Kap. 1) geführten Argumentation als „de Broglie-Wellenleiter“ für metastabile Ar^* -Atom aufgefaßt werden.

Die wesentliche experimentelle Herausforderung hierbei besteht im Laden des Wellenleiterpotentials mit Atomen und deren anschließenden Nachweis. Dies wurde in mehreren Schritten realisiert:

Reflexion der Atome

Eine Wolke von kalten metastabilen Ar^* -Atomen wurde in einer magneto-optischen Falle präpariert und in Richtung der goldbedampften Oberfläche eines Glasprismas fallengelassen. In einem Abstand von der Größenordnung der Lichtwellenlänge vor der Oberfläche wurden die Atome an einem Atomspiegel reflektiert. Dieser wurde in Form einer weit blau verstimmt evaneszenten Welle realisiert, die mittels Anregung eines Oberflächenplasmons erzeugt wurde. Die Reflektivität dieses Spiegels lag – oberhalb eines definierten Schwellwertes der Lichtintensität – bei nahezu 100%.

Durch Variation der Verstimmung des Lichtfeldes konnte gezeigt werden, daß die Reflexion wirklich am Dipolpotential des evaneszenten Feldes erfolgt und nicht durch Streulicht, das vom Zerfall des Oberflächenplasmons herrührt. Der Streulichtanteil hängt von der Beschaffenheit der Goldoberfläche ab und kann durch Optimieren des Präparationsvorganges weiter verringert werden.

Transfer in den Wellenleiter

Der Transfer der Atome in das Wellenleiterpotential erforderte die Optimierung der Parameter von Reflexionsfeld und dem – ebenfalls evaneszenten – Feld des Transferlasers mit Hilfe eines orts- und zeitauflösenden Detektorsystems. Hiermit konnten

geeignete Parameter für Strahltaillen und -überlapp sowie Intensitäten und Verstimmungen der jeweiligen Lichtfelder gefunden werden.

Als „Flaschenhals“ erwies sich jedoch die begrenzte Intensität des kryogenen Diodenlasersystems für den Transferübergang, so daß die Intensität des Transferlichtfeldes wahrscheinlich unterhalb des Optimums lag. Eine höhere Intensität ließe sich durch Verringern der Verluste in der Strahlführung, z. B. durch durchgängige Entspiegelung der transmittierten Flächen und Optimierung von Diodenlaseraufbau und -stabilisierung erreichen.

Die hier noch nicht erfolgte Optimierung der Parameter für das optische Pumpen des Transferüberganges dürfte in erster Linie die Ursache dafür sein, daß die experimentell bestimmte Transfereffizienz unterhalb des aus einer semiklassischen Beschreibung des Transferprozesses stammenden Wertes liegt.

Atome im Wellenleiter

Sowohl für den Fall blauer Verstimmung der stehenden Lichtwelle für den Wellenleiter als auch für den Fall roter Verstimmung konnten Atome in das Wellenleiterpotential geladen werden. Die Breite der Ankunftszeitverteilung der Atome bei der Freisetzung aus dem Wellenleiterpotential lag – wie erwartet – unterhalb der zeitlichen Auflösung des Vielkanalzählers von $100 \mu\text{s}$. Aufgrund der geringen absoluten Zahl von gespeicherten Atomen war noch kein orts aufgelöstes Signal von Atomen aus dem Wellenleiter zu erhalten; trotzdem ist bereits eine Kompression der Phasenraum-dichte beim Übergang von der dreidimensional ausgedehnten Atomwolke zum quasi zweidimensionalen Wellenleiter gegeben.

Eine numerische Bestimmung der Tunnelraten aus dem Wellenleiter ergab, daß im Falle roter Verstimmung des Wellenleiterlichtfeldes im ersten Potentialminimum vor der Oberfläche aufgrund der van der Waals-Wechselwirkung keine Speicherung von Atomen möglich ist. Weiter von der Oberfläche entfernt spielt die van der Waals-Wechselwirkung jedoch praktisch keine Rolle mehr; hier sind die Streuung von Photonen und der bis jetzt nicht realisierte transversale Einschluß der Atome die dominierenden Verlustfaktoren.

Zweidimensionales atomares Gas

Zum Nachweis, daß tatsächlich ein zweidimensionalen atomaren Gases in einem Potentialminimum der stehenden Welle präpariert wurde, muß im wesentlichen noch auf folgende offenen Punkte eingegangen werden:

- Die exklusive Besetzung nur eines einzelnen Potentialminimums in der stehenden Welle vor der Oberfläche konnte nur indirekt durch die Validierung von Reflexion- und Transferprozeß aus theoretischen Überlegungen gefolgert werden. Nach Abschluß dieser Arbeit wurde ein – destruktives – Nachweisverfahren mittels eines weiteren evaneszenten Lichtfeldes auf dem Übergang $1s_3 - 2p_4$ implementiert, das über eine definierte Verformung des Wellenleiterpotentials prinzipiell einen longitudinal orts aufgelösten Nachweis der gespeicherten Atome ermöglicht [58].

- Bei einem rein zweidimensionalen System dürfte zudem nur ein einzelner quantenmechanischer Zustand der Bewegung in longitudinaler Richtung im Wellenleiterpotential besetzt sein. Die Besetzungsdichte der Energieniveaus im Wellenleiterpotential konnte noch nicht bestimmt werden; ein möglicher Zugang wäre hier etwa durch das in [41] demonstrierte Verfahren gegeben. Wie in Abschn. 4.4.3 bereits erwähnt, wäre der dort gezeigte Selektionsmechanismus zur ausschließlichen Besetzung des Grundzustandes der Bewegung auf den Wellenleiter übertragbar.

5.2 Ausblick

Die Präparation von Atomen im Grundzustand des Wellenleiterpotentials eröffnet die Möglichkeit für Untersuchungen an einem zweidimensionalen atomaren Gas. In zwei Dimensionen ist, wie eingangs erwähnt, ein grundsätzlich anderes statistisches Verhalten zu erwarten als in drei Dimensionen: In einem rein zweidimensionalen System tritt z. B. an Stelle des Phänomens der Bose-Einstein-Kondensation der sog. Kosterlitz-Thouless-Berezinskii-Übergang. Für eine Bose-Einstein-Kondensation ist ein zusätzliches transversales Potential erforderlich [38]. Neben aus drei Dimensionen bekannten Effekten, wie z. B. der Superfluidität [147], könnten auch typisch zweidimensionale Phänomene, wie z. B. Anyonen [148], untersucht werden.

Voraussetzung für die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats in einem quasi zweidimensionalen System gemäß [38] ist eine Erhöhung der Phasenraumdichte der Atome im Wellenleiter. Ein möglicher Ansatz besteht darin, den Wellenleiter aus einer magneto-optischen Falle nahe der Oberfläche (einer sog. MOST [44] oder GHOST [149]) kontinuierlich zu laden. Dieser Zugang vermeidet einerseits das Photonen-Reabsorptionsproblem, das in drei Dimensionen die Erzeugung eines atomaren Bose-Einstein-Kondensats mit rein optischen Mitteln erschwert, und bietet andererseits die Möglichkeit eines kontinuierlichen Ladeprozesses. In Verbindung mit einem geeigneten Auskoppelmechanismus könnte ein derartiges System eine laserartigen Quelle für Atome bilden und dergestalt als atomoptisches Analogon eines Dauerstrichlasers angesehen werden [43].

Dem Erreichen hoher Phasenraumdichten stehen bei metastabilen Ar^* -Atomen die mit steigender Dichte zunehmenden Verluste durch Penning-Ionisation im Wege. Ein Lösungsansatz könnte hier in der Unterdrückung von Kollisionen liegen, wie er bei tiefen Temperaturen unter dem Einfluß von blau gegen die Resonanz des atomaren Überganges verstimmten Laserlichts [150, 151] oder in optischen Gittern [59, 152] zu beobachten ist. Eine Alternative bestünde in der Verwendung von Ar im Grundzustand, das über einen äquivalenten Transfermechanismus in das Wellenleiterpotential geladen werden könnte. Hier besteht die Schwierigkeit in der Erzeugung ausreichend intensiver Lichtfelder, um – bei einer Übergangswellenlänge von ca. 100 nm – ein ausreichend starkes Dipolpotential zu generieren. Der Nachweis von Ar im Grundzustand könnte nach Ionisation der Ar-Atome im Wellenleiter durch Beschuß mit Elektronen [153] mit dem bestehenden Detektorsystem erfolgen.

Literaturverzeichnis

- [1] L. De Broglie, *Recherches sur la Théorie des Quanta*, Annales de Physique **3**, 22 (1925).
- [2] C. Davisson und L. H. Germer, *Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel*, Phys. Rev. **30**, 705 (1927).
- [3] M. Szilagy, *Electron and Ion Optics* (Plenum Press, New York, 1988).
- [4] V. F. Sears, *Neutron Optics; An Introduction to the Theory of Neutron Optical Phenomena and Their Applications* (Oxford University Press, New York, 1989).
- [5] C. S. Adams, M. Sigel und J. Mlynek, *Atom optics*, Phys. Rep. **240**, 143 (1994).
- [6] O. Carnal und J. Mlynek, *Young's Double-Slit Experiment with Atoms: A Simple Atom Interferometer*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2689 (1991).
- [7] D. W. Keith, C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette und D. E. Pritchard, *An Interferometer for Atoms*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2693 (1991).
- [8] O. Carnal, M. Sigel, T. Sleator, H. Takuma und J. Mlynek, *Imaging and Focusing of Atoms by a Fresnel Zone Plate*, Phys. Rev. Lett. **67**, 3231 (1991).
- [9] H. Friedburg und W. Paul, *Optische Abbildung mit neutralen Atomen*, Naturwiss. **38**, 159 (1951).
- [10] J. P. Gordon, *Hyperfine structure of the inversion spectrum of $N^{14}H_3$ by a new high resolution microwave spectrometer*, Phys. Rev. **99**, 1253 (1955).
- [11] R. Frisch, *Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsrückstosses*, Z. Phys. **86**, 42 (1933).
- [12] H. Metcalf und P. van der Straten, *Cooling and Trapping of Neutral Atoms*, Phys. Rep. **244**, 203 (1994).
- [13] Special Issue on *Laser Cooling and Trapping of Atoms*, J. Opt. Soc. Am., **6**, 1989.
- [14] W. D. Phillips, *Laser cooling and trapping of neutral atoms*, Rev. Mod. Phys. **70**, 721 (1998).
- [15] C. Cohen-Tannoudji, *Manipulating atoms with photons*, Rev. Mod. Phys. **70**, 707 (1998).
- [16] S. Chu, *The manipulation of neutral particles*, Rev. Mod. Phys. **70**, 685 (1998).

- [17] C. Cohen-Tannoudji, *Atoms in electromagnetic fields* (World Scientific, Singapore, 1994).
- [18] *Cooling and Trapping of Neutral Atoms*, H. Metcalf (Hrsg.) (State Univ., Stony Brook, NY, 1991), Band 244, S. 203–286.
- [19] *Atom Optics*, M. Prentiss und W. Phillips (Hrsg.) (SPIE, Bellingham, WA, 1997), Band 2995.
- [20] *Atom Interferometry*, P. Berman (Hrsg.) (Academic, New York, 1997).
- [21] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Am. **B 6**, 2023 (1989).
- [22] J. D. Miller, R. A. Cline und D. J. Heinzen, *Far-off-resonance optical trapping of atoms*, Phys. Rev. **A 47**, R4567 (1993).
- [23] Y. Castin, J. I. Cirac und M. Lewenstein, *Reabsorption of Light by Trapped Atoms*, Phys. Rev. Lett. **80**, 5305 (1998).
- [24] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman und E. A. Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, 198 (1995).
- [25] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
- [26] C. C. Bradley, C. A. Sackett und R. G. Hulet, *Bose-Einstein Condensation of Lithium: Observation of Limited Condensate Number*, Phys. Rev. Lett. **78**, 985 (1997).
- [27] D. G. Fried, T. C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S. Moss, D. Kleppner und T. Greytak, *Bose-Einstein Condensation of Atomic Hydrogen*, Phys. Rev. Lett. **81**, 8311 (1998).
- [28] H. M. Wiseman, *Defining the (atom) laser*, Phys. Rev. **A 56**, 2068 (1997).
- [29] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle, *Observation of Interference Between Two Bose-Einstein Condensates*, Science **275**, 637 (1997).
- [30] I. Bloch, T. W. Hänsch und T. Esslinger, *Atom Laser with a cw Output Coupler*, Phys. Rev. Lett. **82**, 3008 (1999).
- [31] E. W. Hagley, L. Deng, M. Kozuma, J. Wen, K. Helmerson, S. L. Rolston und W. D. Phillips, *A Well Collimated Quasi-Continuous Atom Laser*, Science **283**, 1706 (1999).
- [32] J. P. Dowling und J. G. Gea-Banacloche, *Evanescence Light-Wave Atom Mirrors, Resonators, Waveguides, and Traps*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **37**, 1 (1996).
- [33] E. A. Hinds, M. G. Boshier und I. G. Hughes, *Magnetic Waveguide for Trapping Cold Atom Gases in Two Dimensions*, Phys. Rev. Lett. **80**, 645 (1998).

- [34] J. H. Thywissen, M. Olshanii, G. Zabow, M. Drndić, K. S. Johnson, R. M. Westervelt und M. Prentiss, *Microfabricated magnetic waveguides for neutral atoms*, Eur. Phys. J. **D 7**, 361 (1998).
- [35] T. M. Roach, H. Abele, M. G. Boshier, H. L. Grossman, K. P. Zetie und E. A. Hinds, *Realization of a Magnetic Mirror for Cold Atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 629 (1995).
- [36] K. S. Johnson, M. Drndic, J. H. Thywissen, G. Zabow, R. M. Westervelt und M. Prentiss, *Atomic Deflection Using an Adaptive Microelectromagnet Mirror*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1137 (1998).
- [37] J. M. Kosterlitz und D. J. Thouless, *Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems*, J. Phys. **6**, 1181 (1973).
- [38] V. Bagnato und D. Kleppner, *Bose-Einstein condensation in low-dimensional traps*, Phys. Rev. **44**, 7439 (1991).
- [39] J. L. Lin und J. P. Wolfe, *Bose-Einstein Condensation of Paraexcitons in Stressed Cu_2O* , Phys. Rev. Lett. **71**, 1222 (1993).
- [40] D. Resnick, J. Garland, J. Boyd, S. Shoemaker und R. Newrock, *Kosterlitz-Thouless transition in proximity-coupled superconducting arrays.*, Phys. Rev. Lett. **47**, 1542 (1991).
- [41] T. Müller-Seydlitz, M. Hartl, B. Brezger, H. Hänsel, C. Keller, A. Schnetz, R. J. C. Spreeuw, T. Pfau und J. Mlynek, *Atoms in the Lowest Motional Band of a Three-Dimensional Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **78**, 1038 (1997).
- [42] P. Desbiolles und J. Dalibard, *Loading atoms in a bi-dimensional light trap*, Opt. Comm. **132**, 540 (1996).
- [43] R. J. C. Spreeuw, T. Pfau, U. Janicke und M. Wilkens, *Laser-like scheme for atomic matter waves*, Europhys. Lett. **32**, 469 (1995).
- [44] T. Pfau und J. Mlynek, *A 2D quantum gas of laser cooled atoms*, OSA Trends Opt. Photon. **7**, 33 (1997).
- [45] S. Marksteiner, C. Savage, P. Zoller und S. Rolston, *Coherent atomic waveguides from hollow optical fibers. Quantized atomic motion*, Phys. Rev. **A 50**, 2680 (1994).
- [46] H. Ito, T. Nakata, K. Sakaki, M. Ohtsu, K. I. Lee und W. Jhe, *Laser Spectroscopy of Atoms Guided by Evanescent Waves in Micron-Sized Hollow Optical Fibers*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4500 (1996).
- [47] M. J. Renn, D. Montgomery, O. Vdovin, D. Z. Anderson, C. Wieman und E. A. Cornell, *Laser-Guided Atoms in Hollow-Core Optical Fibers*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3253 (1995).
- [48] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc und G. Grynberg, *Atom-photon interactions: basic processes and applications* (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1992).

- [49] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited*, J. Opt. Soc. Am. **B 2**, 1707 (1985).
- [50] I. I. Sobelman, *Atomic Spectra and Radiative Transitions*, 2. Auflage (Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1992).
- [51] 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).
- [52] N. E. Small-Warren und L.-Y. Chow Chiu, *Lifetime of the metastable 3P_2 and 3P_0 states of rare-gas atoms*, Phys. Rev. A **11**, 1777 (1975).
- [53] *Atomic Transition Probabilities*, W. L. Wiese, M. W. Smith und B. M. Miles (Hrsg.) (NSRDS-NBS, Washington, D. C., 1969), S. 187–200.
- [54] W. L. Wiese, J. W. Brault, K. Danzmann, V. Helbig und M. Kock, *Unified set of atomic transition probabilities for neutral argon*, Phys. Rev. A **39**, 2461 (1993).
- [55] C. Cohen-Tannoudji, in *Fundamental System in Quantum Optics*, J. Dalibard, J. M. Raimond und J. a. Zinn-Justin (Hrsg.) (Elsevier Science Publishers B. V., Amsterdam, 1991).
- [56] W. Bußert, *Preparation of Polarized Excited Rare Gas Atom States $R(np^5(n+1)s)$ and $R(np^5(n+1)p)$ by Laser Optical Pumping*, Z. Phys. D - Atoms, Molecules and Clusters **1**, 321 (1986).
- [57] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin und J. Dalibard, *Phase-space density in the magneto-optical trap*, Phys. Rev. A **52**, 1423 (1995).
- [58] H. Gauck, *Ein quasi-zweidimensionales Gas ultrakalter Argonatome vor einer Oberfläche*, Dissertation, Univ. Konstanz, 1999.
- [59] T. Müller-Seydlitz, *Ultrakalte Argonatome in optischen Gittern*, Dissertation, Universität Konstanz, 1997.
- [60] C. E. Wieman und L. Hollberg, *Using diode lasers for atomic physics*, Rev. Sci. Instrum. **62**, 1 (1991).
- [61] K. B. MacAdam, A. Steinbach und C. Wieman, *A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb*, Am. J. Phys. **60**, 1098 (1992).
- [62] S.-O. Soltau, *Aufbau eines Diodenlasersystems für eine magneto-optische Falle mit metastabilem Argon*, Diplomarbeit, Univ. Konstanz, 1995.
- [63] W. Demtröder, *Laser spectroscopy: basic concepts and instrumentation*, 2. Auflage (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1996).
- [64] J.-P. Bouyer, *Spectral stabilization of an InGaAsP semiconductor laser by injection locking*, Ann. Phys. Fr. **18**, 89 (1993).

- [65] C. Keller, *Laserkühlung und Nachweis von metastabilen Argonatomen*, Diplomarbeit, Univ. Konstanz, 1995.
- [66] J. Fujita, M. Morinaga, T. Kishimoto, M. Yasuda, S. Matsui und F. Shimizu, *Manipulation of an atomic beam by a computer-generated hologram*, Nature **380**, 691 (1996).
- [67] J. E. Simsarian, A. Ghosh, G. Gwinner, L. A. Orozco, G. D. Sprouse und P. A. Voytas, *Magneto-Optic Trapping of ^{210}Fr* , Phys. Rev. Lett. **76**, 3522 (1996).
- [68] M. Stellmacher, pers. Mitteilung.
- [69] H. Hänsel, *Dynamik von Argonatomen im optischen Gitter*, Diplomarbeit, Univ. Konstanz, 1996.
- [70] P. Agarwal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, San Diego, 1989).
- [71] A. Schnetz, *Aufbau und Charakterisierung einer magneto-optischen Falle für metastabile Argon-Atome*, Dissertation, Univ. Konstanz, 1995.
- [72] J. Kawanaka, M. Hagiuda, K. Shimizu, S. F. und H. Takuma, *Generation of an intense low-velocity metastable-neon atomic beam*, Appl. Phys. **B 56**, 21 (1993).
- [73] W. D. Phillips und H. Metcalf, *Laser Deceleration of an Atomic Beam*, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982).
- [74] T. E. Barret, S. W. Dapore-Schwartz, M. D. Ray und G. P. Lafyatis, *Slowing atoms with σ^- polarized light*, Phys. Rev. Lett. **67**, 3483 (1991).
- [75] M. Walhout, H. J. L. Megens, A. Witte und S. L. Rolston, *Magneto-optical trapping of metastable xenon: isotope shift measurements*, Phys. Rev. **A 48**, R 879 (1993).
- [76] A. Witte, T. Kisters, F. Riehle und J. Helmcke, *Laser cooling and deflection of a calcium atomic beam*, J. Opt. Soc. Am. **B 9**, 1030 (1992).
- [77] D. E. Pritchard, E. L. Raab, V. Bagnato, C. E. Wieman und R. N. Watts, *Light traps using spontaneous forces*, Phys. Rev. Lett. **57**, 310 (1986).
- [78] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. E. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [79] S. Nowak, *Inbetriebnahme und Charakterisierung einer magneto-optischen Falle für metastabile Argonatome*, Diplomarbeit, Univ. Konstanz, 1994.
- [80] D. Schneble, *Magneto-optische Atomfalle an einer Oberfläche*, Diplomarbeit, Univ. Konstanz, 1997.
- [81] M. Walhout, J. Dalibard, S. L. Rolston und W. D. Phillips, *$\sigma_+ - \sigma_-$ Optical molasses in a longitudinal magnetic field*, J. Opt. Soc. Am. **B 9**, 1997 (1992).
- [82] M. Drewsen, P. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison und C. Salomon, *Investigation of sub-Doppler cooling effects in a cesium magneto-optical trap*, Appl. Phys. **B 59**, 283 (1996).

- [83] H. Raether, *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*. (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1988).
- [84] K. Welford, in *Surface plasmon-polaritons*, Institute of Physics (IOP Publishing Ltd., Bristol, 1987), S. 25–78.
- [85] G. Sambles, G. W. Bradbery und F. Yang, *Optical excitation of surface plasmons: an introduction*, *Contemp. Phys.* **32**, 173 (1991).
- [86] E. Kretschmann, *Die Bestimmung optischer Konstanten von Metallen durch Anregung von Oberflächenplasmaschwingungen*, *Z. Phys.* **241**, 313 (1971).
- [87] M. Born und E. Wolf, *Principles of optics*, 6. Auflage (Pergamon Press, Oxford, New York, Seoul, Tokio, 1980).
- [88] S. Wolfram, *The Mathematica Book*, 3. Auflage (Wolfram Media/Cambridge University Press, Cambridge, 1996).
- [89] *Katalog Melles Griot*, 1996.
- [90] P. B. Johnson und R. W. Christy, *Optical Constants of the Noble Metals*, *Phys. Rev.* **B 6**, 4370 (1972).
- [91] R. C. Weast, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 68. Auflage (CRC Press, Boca Raton, Florida, 1987).
- [92] P. Pokrowsky und H. Raether, *Plasmaresonanzstrahlung an dünnen Silberschichten*, *Surf. Sci.* **83**, 423 (1979).
- [93] H. Raether, *Roughness on Silver Films*, *Surf. Sci.* **140**, 31 (1984).
- [94] U. Schröder, *Der Einfluß dünner metallischer Deckschichten auf die Dispersion von Oberflächenplasmaschwingungen in Gold-Silber-Schichtsystemen*, *Surf. Sci.* **102**, 118 (1981).
- [95] R. A. Innes und J. R. Sambles, *Optical characterisation of gold using surface plasmon-polaritons*, *J. Phys. F: Met. Phys.* **17**, 277 (1987).
- [96] D. Schneble, pers. Mitteilung.
- [97] B. Hecht, H. Bielefeldt, L. Novotny, Y. Inouye und D. W. Pohl, *Local Excitation, Scattering, and Interference of Surface Plasmons*, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1889 (1996).
- [98] H. D. Hagstrum, *Auger Ejection of Electrons from Tungsten by Noble Gas Ions*, *Phys. Rev.* **96**, 325 (1954).
- [99] H. D. Hagstrum, in *Electron and Ion Spectroscopy of Solids*, L. Fiermans und J. Vennik (Hrsg.) (Plenum Press, New York, 1978), S. 273–323.
- [100] M. W. Hart, M. S. Hammond, F. B. Dunning und G. K. Walters, *Spin-polarized metastable-atom deexcitation spectroscopy: A new probe of the dynamics of metastable-atom–surface interaction*, *Phys. Rev.* **B 39**, 5488 (1989).

- [101] H. Conrad, G. Ertl, J. Küppers, W. Sesselmann und H. Haberland, *Electron spectroscopy of surfaces by impact of metastable He atoms: Co on Pd(110)*, Surf. Sci. **121**, 161 (1982).
- [102] H. Conrad, G. Ertl, J. Küppers, W. Sesselmann und H. Woratschek, B. Haberland, *Scattering of metastable rare gas atoms from solid surfaces*, Surf. Sci. **117**, 282 (1982).
- [103] W. Sesselmann, B. Woratschek, J. Küppers und G. Ertl, *Interaction of metastable noble-gas atoms with transition-metal surfaces: Resonance ionization and Auger neutralization*, Phys. Rev. **B 35**, 1547 (1987).
- [104] H. Hotop, in *Atomic, molecular, and optical physics; B - Atoms and molecules*, F. B. Dunning und R. G. Hulet (Hrsg.) (Academic Press, San Diego, 1996), S. 191–215.
- [105] G. Weissmann, J. Ganz, A. Siegel, H. Waibel und H. Hotop, *A CW dye laser for intracavity state selection of atomic and molecular gases.*, Opt. Comm. **49**, 335 (1984).
- [106] P. W. Hawkes und E. Kasper, *Principles of Electron Optics* (Academic Press, London, 1989), Band 1.
- [107] P. W. Hawkes und E. Kasper, *Principles of Electron Optics* (Academic Press, London, 1989), Band 2.
- [108] C. Kurtsiefer und J. Mlynek, *A 2-dimensional detector with high spatial and temporal resolution for metastable rare gas atoms*, Appl. Phys. **B 64**, 85 (1997).
- [109] A. Recknagel, *Theorie des elektrischen Elektronenmikroskops für Selbststrahler*, Z. Phys. **117**, 689 (1941).
- [110] M. V. Klein, *Optics*, 2. Auflage (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1986).
- [111] E. Harting und F. H. Read, *Electrostatic Lenses* (Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1976).
- [112] M. Mellon, pers. Mitteilung.
- [113] S. H. Courtney und W. L. Wilson, *Multichannel time-correlated single photon counting: Spectroscopy and time-gated imaging using a resistive anode photomultiplier tube*, Rev. Sci. Instrum. **62**, 2100 (1991).
- [114] S. Charbonneau, L. B. Allard, J. F. Young, G. Dyck und B. J. Kyle, *Two-dimensional time-resolved imaging with 100-ps resolution using a resistive anode photomultiplier tube*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 5315 (1992).
- [115] H. Schnitzler, *Wellenleiterexperimente mit metastabilen Argon-Atomen*, Diplomarbeit, Univ. Konstanz, 1998.
- [116] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould und H. J. Metcalf, *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*, Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988).

- [117] Z. T. Lu, K. L. Corwin, M. J. Renn, M. H. Anderson, E. A. Cornell und C. E. Wieman, *Low-Velocity Intense Source of Atoms from a Magneto Optical Trap*, Phys. Rev. Lett. **77**, 3331 (1996).
- [118] B. Brezger, *Resonatoren für metastabile Argonatome*, Diplomarbeit, Univ. Konstanz, 1995.
- [119] B. Albrecht, *Atomstrahlkollimation durch Laserkühlung mit verkippten Spiegeln*, Diplomarbeit, Univ. Konstanz, 1997.
- [120] S. Kunze, *Langsame Atome in stehenden Lichtwellen*, Dissertation, Univ. Konstanz, 1996.
- [121] V. Sandoghdar, C. I. Sukenik, E. A. Hinds und S. Haroche, *Direct Measurement of the Van der Waals Interaction between an Atom and Its Images in a Micron-Sized Cavity*, Phys. Rev. Lett. **68**, 3432 (1992).
- [122] C. I. Sukenik, M. G. Boshier, D. Cho, V. Sandoghdar und E. A. Hinds, *Measurement of the Casimir-Polder Force*, Phys. Rev. Lett. **70**, 560 (1991).
- [123] A. Landragin, J.-Y. Courtois, G. Labeyrie, N. Vansteenkiste, C. I. Westbrook und A. Aspect, *Measurement of the van der Waals Force in an Atomic Mirror*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1464 (1996).
- [124] A. Landragin, G. Labeyrie, C. Henkel, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. I. Westbrook und A. Aspect, *Specular versus diffusive reflection of atoms from an evanescent-wave mirror*, Opt. Lett. **21**, 1591 (1996).
- [125] R. W. Molof, H. L. Schwartz, T. M. Miller und B. Bederson, *Measurements of electric dipole polarizabilities of the alkali-metal atoms and the metastable noble-gas atoms*, Phys. Rev. **A 10**, 1131 (1974).
- [126] R. R. Chance, A. Prock und R. Silbey, *Frequency shifts of an electric-dipole transition near a partially reflecting surface*, Phys. Rev. **12**, 1448 (1975).
- [127] G. I. Opat, S. J. Wark und A. Cimmino, *Electric and magnetic mirrors and gratings for slowly moving neutral atoms and molecules*, Appl. Phys. **B 54**, 396 (1992).
- [128] S. M. Tan und D. F. Walls, *Quantum effects in atomic reflection*, J. Phys. II France **4**, 1897 (1994).
- [129] S. I. Bozhevolnyi, B. Vohnsen, I. I. Smolyaninov und A. V. Zayats, *Direct observation of surface polariton localization caused by surface roughness*, Opt. Comm. **117**, 417 (1995).
- [130] W. Seifert, *Reflexion von Atomen an einer intensitätsüberhöhten evaneszenten Welle*, Dissertation, Universität Konstanz, 1994.
- [131] W. Seifert, C. S. Adams, V. I. Balykin, C. Heine, Y. Ovchinnikov und J. Mlynek, *Reflection of metastable argon atoms from an evanescent wave*, Phys. Rev. **A 49**, 3814 (1994).

- [132] W. Seifert, R. Kaiser, A. Aspect und J. Mlynek, *Reflection of atoms from a dielectric waveguide*, Opt. Comm. **111**, 566 (1994).
- [133] W. L. Power, T. Pfau und M. Wilkens, *Loading atoms into a surface trap: simulations of an experimental scheme*, Opt. Comm. **143**, 125 (1997).
- [134] W. C. Walker, O. P. Rustgi und G. L. Weissler, *Optical and Photoelectric Properties of Thin Metallic Films in the Vacuum Ultraviolet*, J. Opt. Soc. Am. **A 49**, 471 (1959).
- [135] E. A. Hinds und V. Sandoghdar, *Cavity QED level shifts of simple atoms*, Phys. Rev. **A 43**, 398 (1991).
- [136] *Handbook of Mathematical Functions*, M. Abramowitz und I. A. Stegun (Hrsg.) (Dover, New York, 1965).
- [137] L. D. Landau, E. M. Lifschitz und L. P. Pitajewski, in *Quantenmechanik*, P. Ziesche (Hrsg.) (Akademie-Verlag Berlin, Berlin, 1979).
- [138] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu und F. Laloë, *Quantum Mechanics* (Hermann and John Wiley & Sons, Inc., Paris, 1977), Band 1.
- [139] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky und W. T. Vetterling, *Numerical Recipes in C* (Cambridge University Press, Cambridge, New York, Melbourne, 1988).
- [140] W. Brenig, *On the Low Energy Limit of Reflection and Sticking Coefficients in Atom Surface Scattering. I. Short Range Forces*, Z. Phys. B **36**, 227 (1980).
- [141] J. Böheim, W. Brenig und J. Stutzki, *On the Low Energy Limit of Reflection and Sticking Coefficients in Atom Surface Scattering. II. Long Range Forces*, Z. Phys. B **48**, 43 (1982).
- [142] J. J. Berkhout, O. J. Luiten, I. D. Setija, T. Hijmans, T. Mizusaki und J. T. M. Walraven, *Quantum Reflection: Focusing of Hydrogen Atoms with a Concave Mirror*, Phys. Rev. Lett. **63**, 1689 (1989).
- [143] I. A. Yu, J. M. Doyle, J. C. Sandberg, C. L. Cesar, D. Kleppner und T. J. Greytak, *Evidence for Universal Quantum Reflection of Hydrogen from Liquid ^4He* , Phys. Rev. Lett. **71**, 1589 (1993).
- [144] C. Carraro und M. W. Cole, *Quantum reflection*, Z. Phys. B **98**, 319 (1995).
- [145] J. H. Mathews, *Numerical Methods for Mathematics, Science, and Engineering*, 2. Auflage (Prentice Hall, Inc., Englewood Cliffs, NJ 07632, 1992).
- [146] H. Gauck, M. Hartl, D. Schneble, H. Schnitzler, T. Pfau und J. Mlynek, *Quasi-2D Gas of Laser Cooled Atoms in a Planar Matter Waveguide*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5298 (1998).
- [147] S. V. Traven, *Superfluidity of a Two-Dimensional Dilute Attractive Fermi Gas*, Phys. Rev. Lett. **73**, 3451 (1994).
- [148] I. J. R. Aitchison und N. E. Mavromatos, *Anyons*, Contemp. Phys. **32**, 219 (1991).

- [149] Y. B. Ovchinnikov, I. Manek und R. Grimm, *Surface trap for Cs atoms based on evanescent-wave cooling*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2225 (1997).
- [150] J. Lawall, C. Orzel und S. L. Rolston, *Suppression and Enhancement of Collisions in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **80**, 480 (1998).
- [151] K.-A. Suominen, M. Holland, K. Burnett und P. Julienne, *Optical shielding of cold collisions*, Phys. Rev. **51**, 1446 (1995).
- [152] D. Jaksch, C. Bruder, J. I. Cirac, C. W. Gardiner und P. Zoller, *Cold Bosonic Atoms in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **81**, 3108 (1998).
- [153] G. A. Piech, J. B. Boffard, M. F. Gehrke, L. W. Anderson und C. C. Lin, *Measurement of Cross Sections for Electron Excitation out of the Metastable Levels of Argon*, Phys. Rev. Lett. **81**, 309 (1998).

Danke!

Mein Dank gilt allen, die zu einem Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben:

Dem „Manager“ der Gruppe, Herrn Mlynek, der mir die Gelegenheit gab, diese Arbeit in einem wissenschaftlich anregenden Umfeld unter – meist – ausgezeichneten finanziellen Bedingungen zum Abschluß zu bringen.

Robert Spreeuw, Post-Doc an der ISABEL, für die Idee zum optischen Gitter- und Atom-Wellenleiter.

Tilman Pfau, Leiter der Atomoptikgruppe, der mir – auf dem luftigen Weg zum Atomlaser – freie Hand bei der Durchführung des Experiments ließ.

Meinem Vorgänger an der ISABEL, Tim Müller-Seydlitz, für das Gelingen des „sozialen Experiments Münzgasse“ [59] und des (physikalischen) Experiments zum optischen Gitter und meinem „Nach“-folger Harald Gauck für die gute Zusammenarbeit auf dem steinigen Weg bis zum Wellenleiter und darüber hinaus.

Christian Kurtsiefer für dessen theoretischen, technischen, praktischen und – nicht zuletzt – sozialen Anteil am Leben und Arbeiten auf P8 der Platz hier nicht ausreicht.

Den Kollegen Andreas Schnetz, Wolfgang Seifert, Sven Olaf Soltau, Claudia Keller, Björn Brezger, Antje Endemann, Helmut Hänsel, Benno Albrecht, Dominik Schneble, Harald Schnitzler und William Power für ihre Mitarbeit und ihr Engagement.

Den Mitarbeitern der Gruppe von Herrn Leiderer, insbesondere Clemens Bechinger und Johannes Boneberg, für die Einführung in die Geheimnisse der Oberflächenplasmonen.

Stefan Hahn, der nicht nur mechanische Probleme löste, sowie den Werkstätten der Universität und Stefan Eggert.

Allen Mitstreitern auf P8 und P5.

Allen Korrekturlesern der Arbeit, insbesondere Björn, Tim und Harald.

Meiner Familie und meinen Freunden für ihre Unterstützung und die Geduld, die sie bis hierher aufbringen mußten.

