

**Lithographie und Materiewellenoptik
mit lasergekühlten Atomstrahlen**

Vom Fachbereich Physik der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation
von

Dipl. Phys. Peter Engels

geboren am 15.09.1971 in Bonn

2000

Referent: Prof. Dr. W. Ertmer
Korreferent: Prof. Dr. R. Haug
Tag der Promotion: 07.12.2000

Zusammenfassung

Innerhalb der modernen Atomphysik hat sich die Atomoptik als ein zentrales Forschungsfeld etabliert. Insbesondere die Atomlithographie, die eine der bedeutendsten Anwendungen der Atomoptik ist, und atomare Leiterstrukturen nehmen dabei eine herausragende Stellung ein.

Während alle bisherigen Experimente auf dem Gebiet der Atomlithographie stets mit thermischen Atomstrahlen durchgeführt wurden, demonstriert die vorliegende Arbeit den erstmaligen Einsatz eines abgebremsten Atomstrahles für die Atomlithographie, woraus sich für dieses Verfahren innovative Perspektiven ergeben. Darüber hinaus befaßt sich diese Arbeit auch mit der Entwicklung magnetischer Leiterstrukturen, die sich als ein flexibles neues atomoptisches Element zur Manipulation langsamer Strahlen erweisen.

Im Rahmen des Forschungsschwerpunktes Atomlithographie wurden sowohl verschiedenartige Resists für Ne^* als auch der Einsatz von Lichtkräften zur Nanostrukturierung charakterisiert und bewertet.

Zwei der untersuchten Resists stammten dabei aus dem Gebiet der SAMs (self-assembled monolayers). Hier konnte experimentell gezeigt werden, daß SAM-Schichten, die von Dodecanthiol-Molekülen bzw. von Octadecyltrichlorsilan-Molekülen (OTS) gebildet werden, durch Bestrahlung mit Ne^* in geeigneter Weise verändert werden können. Im Falle des OTS gelang es sogar mit Hilfe der Rasterkraftmikroskopie (AFM), erstmalig in der Atomlithographie mit metastabilen Edelgasen einen direkten Topographiekontrast ohne jeglichen Ätzprozeß festzustellen. Dies erlaubt Rückschlüsse auf die Schädigung, die SAM-Schichten bei Bestrahlung mit Ne^* erfahren.

Weiterhin konnte auch die durch Ne^* induzierte Abscheidung von Hintergrundgasmolekülen benutzt werden, um Ätzmasken zu erzeugen und damit Oberflächen zu strukturieren.

Als Prototyp für ein atomoptisches Element, mit dem eine Fokussierung des Atomstrahles bis in den Nanometerbereich möglich ist, wurde eine optische Stehwelle untersucht. Zur theoretischen Simulation wurden sowohl klassische Trajektorienrechnungen als auch eine quantenmechanische Wellenpropagation benutzt. Schwierigkeiten, die sich bei der Fokussierung speziell eines langsamen Strahles ergaben, konnten durch die Entwicklung eines Verfahrens umgangen werden, welches zusätzlich zum Fokussieren auch einen Umpumpprozeß zwischen inneren Zuständen der Atome ("Quenching") verwendet.

Die erfolgreiche Lokalisation von Atomen im Inneren einer solchen Stehwelle konnte experimentell sowohl indirekt mit Hilfe eines MCP-Detektors als auch direkt mit Hilfe der Atomlithographie nachgewiesen werden.

Als neues und flexibles atomoptisches Element für langsame Atomstrahlen, welches sowohl für die Atomlithographie als auch für viele Grundlagenexperimente zukunftsweisend ist, wurden magnetische Leiterstrukturen entwickelt, eingesetzt und charakterisiert. Die zum Führen des Atomstrahles benutzten Magnetfelder wurden dabei durch stromdurchflossene Leiter erzeugt. Hiermit gelang es u.a., den Atomstrahl entlang eines s-kurvenförmigen Verlaufes mit Kurvenradien von 45 μm zu führen. Schließlich wurde auch eine Miniaturisierung solcher Leiter in Form von lithographisch auf einer Chipoberfläche aufgebrachten elektrischen Leiterbahnen demonstriert. Dies stellt einen ersten Schritt auf dem Weg zu integrierten atomoptischen Elementen dar, bei denen alle Komponenten eines Experimentes auf einem einzigen Chip integriert werden.

Die vorliegende Arbeit dokumentiert damit nicht nur innovative Verfahren zur Nanostrukturierung von Oberflächen, sondern zeigt zudem auch zukünftige Wege für eine integrierte und kohärente Atomoptik mit weitreichenden Anwendungsgebieten auf.

Abstract

Atom optics has become a central field of research within the realm of modern atomic physics. Especially atom lithography, which is one of the most prominent applications of atom optics, and atomic guiding structures are of major importance.

While up to now only thermal atomic beams have been used in atom lithography, this thesis for the first time demonstrates the application of a slowed atomic beam for atom lithography which leads to innovative perspectives for this technique. Furthermore this thesis also addresses the development of magnetic guiding structures that turn out to be a flexible new atom optical element for the manipulation of slow atomic beams.

Within the framework of atom lithography various resists for Ne* as well as the application of light forces for nanostructuring are characterized and evaluated.

Two of the resist are self-assembled monolayers (SAMs). It is shown experimentally that SAM layers formed by dodecanethiols or by octadecyltrichlorosilane molecules (OTS) are chemically modified in a suitable way upon exposure to Ne*. In the case of OTS an atomic force microscopy (AFM) study is conducted which for the first time in atom lithography with metastable rare gases detects a direct topographic contrast without any etching process. This allows one to draw conclusions concerning the mechanisms that play a role in the exposure of the SAM to Ne*.

In addition, the formation of an etch resistant film by Ne* induced deposition of background gas molecules is successfully used to create etching masks and to pattern surfaces.

Optical standing waves are studied as a prototype for an atom optical element that makes it possible to focus atoms down to the nanometer region. Both classical trajectory calculations and a quantum mechanical wave propagation are used to perform numerical simulations. Specific difficulties that arise when focusing slowed beams are avoided by developing a new technique which, in addition to the focusing, also exploits optical pumping between internal atomic states ("quenching").

Experimentally the successful localization of atoms in a standing wave is detected indirectly using a microchannel plate (MCP) detector as well as directly using atom lithography.

As a new and versatile atom optical element for slow atomic beams magnetic guiding structures are developed, implemented and characterized. The magnetic fields used for these guides are created by current carrying wires. Among other things the successful guiding of an atomic beam around an s-shaped curve with a radius of curvature of 45 cm has been achieved. The miniaturization of such guides, in the form of lithographically produced tracks on the surface of a chip, is also demonstrated. This is a first step towards the realization of integrated atom optical elements that combine all components of an experiment on a single chip.

Therefore this thesis not only demonstrates innovative techniques for nanostructuring surfaces but also shows possible ways leading to integrated and coherent atom optics with far-reaching applications.

Key words:

Atom optics / Atomoptik, Lithography / Lithographie, Quantum optics / Quantenoptik

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Lithographie	9
2.1	Einleitung in die Lithographie	9
2.2	"Konventionelle" Lithographieverfahren	12
2.2.1	Allgemeine Untergliederung lithographischer Techniken	12
2.2.2	Diskussion einzelner Verfahren	13
	Photolithographie	13
	EUV Lithographie	14
	Röntgenlithographie	14
	Elektronenstrahl-Lithographie	15
	Ionenstrahl-Lithographie	16
2.3	Atomlithographie	17
2.3.1	Prinzip der Atomlithographie	17
2.3.2	Resists für die Atomlithographie mit Ne*	19
	SAMs ("self-assembled monolayers")	20
	Einsatz von Dodecanthiol in der Atomlithographie	21
	Einsatz von OTS in der Atomlithographie	33
	"Contamination"-Lithographie	41
	Abschließende Bewertung der untersuchten Resists	44
2.3.3	Lichtkräfte und Lichtmasken in der Atomlithographie	46
	Spontankraft	47
	Dipolkraft	49
	"Quenching"	52
2.3.4	Simulationsrechnungen	53
	Fokussierung eines schnellen Strahles	53
	Übergang zu einem langsamen Atomstrahl	65
	"Quenching" im "Channeling"-Regime	70
2.3.5	Experimentelle Beobachtung des Verhaltens von Atomen in Stehwellen	77
	Experimenteller Aufbau	77
	Beobachtung selektiver Transmission	78
	Braggbeugung	81
	Atomlithographische Erzeugung von Nanostrukturen mittels Stehwellen	85
3	Magnetisches Führen eines langsamen, neutralen Atomstrahles	89
3.1	Einleitung	89
3.2	Führen in magnetischen Strukturen	91
3.3	Prinzip der magnetischen Leiterstrukturen	91
3.4	Planare Leiterstrukturen	92
3.5	Leiterstruktur aus 8 antiparallelen Strömen	96
3.5.1	Theoretische Betrachtungen	96
3.5.2	Experimentelle Realisierung	101
	Gerader Leiter	101
	Gekrümmte Leiter	105
3.6	Miniaturisierte Leiterstrukturen	108
3.6.1	Einleitung	108
3.6.2	Experimentelle Realisierung: "Selective Electroplating"	110
3.6.3	Experimentelle Ergebnisse mit mikrostrukturierten Leitern	112
4	Zusammenfassung und Ausblick	115
5	Literaturverzeichnis	119

1 Einleitung

Die Atomphysik ist ein faszinierendes Teilgebiet der Physik, welches stets weitreichende Entwicklungen angestoßen hat. Exemplarisch sei hier die Entwicklung der Quantenmechanik auf Basis der Atomspektren angeführt. Insbesondere mit der Erfindung des Lasers wurden in der Atomphysik entscheidende Fortschritte erzielt. Beispielsweise wurden Präzisionsmessungen möglich, die hochgenaue Tests der Quantenelektrodynamik anhand der Spektren von Wasserstoff und Helium sowie sogar den Nachweis von Paritätsverletzung erlauben.

Während sich solche spektroskopischen Untersuchungen mit den inneren Freiheitsgraden der Atome beschäftigen, sind seit einiger Zeit auch Techniken ins Zentrum des wissenschaftlichen Interesses gelangt, die eine Kontrolle über die äußeren Freiheitsgrade, d.h. über den Bewegungszustand der Atome, durch Einstrahlung von Laserlicht ermöglichen. Diese Lasermanipulation von Atomen ist die Grundlage für zahlreiche aktuelle neue Ansätze und Entwicklungen in der Grundlagenforschung und hat darüber hinaus auch neue Anwendungsfelder erschlossen. Zu den bedeutendsten Anwendungen zählen insbesondere die Atomlithographie, die ein innovatives Verfahren zur Nanostrukturierung von Oberflächen darstellt, sowie die integrierte Atomoptik, welche insbesondere im Bereich der Sensorik weitreichende Auswirkungen haben wird.

Erste Ansätze zur Manipulation der Bewegung neutraler Atome durch Einstrahlung von Licht wurden bereits Anfang des letzten Jahrhunderts erzielt. Albert Einstein stellte 1917 fest, daß mit der Absorption und Emission von Photonen auch ein entsprechender Impulsübertrag auf das Atom verbunden sein muß [Einstein17]. Der experimentelle Nachweis dieses Effektes gelang Frisch 1933, der die Ablenkung eines Na-Atomstrahles durch seitlich eingestrahlt Licht nachweisen konnte [Frisch33]. Erst mit dem Aufkommen leistungsfähiger Lasersysteme in den 70er Jahren wurde es jedoch möglich, diesen Photonenrückstoß nicht nur für einfache Demonstrationsexperimente zu nutzen, sondern daraus effiziente und flexible Werkzeuge zur Manipulation atomarer Ensembles zu entwickeln. Dabei wurde deutlich, daß sich mit Hilfe von Lasern ein Atomstrahl in ähnlicher Weise beeinflussen läßt, wie z.B. Linsen und Spiegel einen Lichtstrahl beeinflussen. Dementsprechend wurde das sich neu etablierende Gebiet "Atomoptik" oder "Materiewellenoptik" genannt.

Die rasante Entwicklung, die die Atomoptik in den letzten Jahren erlebt hat, liegt aber vor allem in einer Eigenschaft begründet, durch die sie sich von ihrem optischen Analogon unterscheidet: Während in der Optik das Radianz-Theorem besagt, daß der Photonenfluß pro Querschnittsfläche und Raumwinkel nicht verändert werden kann (abgesehen von Absorptions- und Streuverlusten) [Welford91], ist in der Atomoptik eine Veränderung der entsprechenden Größe, des Phasenraumvolumens, möglich. Ursache hierfür ist, daß das atomare Ensemble durch die Ein- und Abstrahlung von Licht zu einem offenen System wird, so daß es mit Licht gekühlt werden kann.

Die Techniken, die benutzt werden, um Atomen mit Hilfe von Laserstrahlung Energie zu entziehen und sie abzukühlen, werden unter dem Begriff "Laserkühlung" zusammengefaßt. Mittlerweile, nur wenige Jahre nach dem Beginn ihrer Entwicklung, ist die Laserkühlung zu einem zentralen Instrument avanciert und aus der modernen Atomphysik nicht mehr wegzudenken. Bedeutende Meilensteine in dieser Entwicklung waren z.B. die Erfindung des Zeemanslowers [Phillips82] oder des Chirp-Kühlens [Ertmer85], mit denen das Abbremsen thermischer Atomstrahlen bis zum Stillstand möglich wurde. Mit Hilfe der Laserkühlung ist es schließlich gelungen, routinemäßig atomare Wolken aus ca. 10^9 Atomen auf Temperaturen von nur wenigen μK innerhalb von Sekundenbruchteilen abzukühlen und dann minutenlang

in einer magnetischen oder magnetooptischen Falle zu speichern, wo sie detaillierten Untersuchungen zugänglich werden. In Kombination mit einer weiteren Kühlmethode, dem sog. evaporativen Kühlen, ist es 1995 sogar erstmalig gelungen, die Atome einer Gaswolke bei hinreichend hohen Dichten auf nur wenige 100 nK abzukühlen, so daß ihre Wellenpakete überlappen und ein viele μm großes Bose-Einstein-Kondensat entsteht, mit dem Quanteneigenschaften makroskopisch sichtbar gemacht werden können [Anderson95, Davis95]. Dies demonstriert eindrucksvoll die Leistungsfähigkeit optischer und evaporativer Kühltechniken für Atome.

Die Laserkühlung ermöglicht eine präzise Kontrolle sowohl über die Geschwindigkeit als auch über die Temperatur, d.h. über die Geschwindigkeitsverteilung, eines atomaren Ensembles. Dies hat sich entscheidend auf die Entwicklung atomoptischer Elemente ausgewirkt. Bei Experimenten mit Atomstrahlen besitzen abgebremste Strahlen entscheidende Vorteile für die Atomoptik, da sie i.a. lange Wechselwirkungszeiten mit den atomoptischen Elementen besitzen. Oft liegen auch gänzlich andere atomoptische Regimes vor als bei thermischen Strahlen. Als Beispiel für einen solchen lasergekühlten Strahl kann der im Rahmen dieser Arbeit benutzte Neonstrahl angeführt werden: Er besitzt eine longitudinale Geschwindigkeit von nur 28 m/s (d.h. etwa 20 mal langsamer als ohne Laserkühlung) und eine transversale Impulsbreite, die nur wenigen Photonenimpulsen entspricht.

Zwei herausragende atomoptische Elemente, nämlich stehende Lichtfelder und magnetische Leiterstrukturen, werden im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe dieses Neonstrahles untersucht.

Linsen-Arrays für Atome, die aus Lichtfeldern gebildet werden, sind seit den frühen 90er Jahren zunehmend zu einem Interessenschwerpunkt in der Atomoptik geworden und haben zur Entwicklung einer neuartigen Lithographietechnik, der Atomlithographie geführt. Initiiert wurde diese Entwicklung vor allem durch ein Pionierexperiment von Timp et al. [Timp92], in dem gezeigt werden konnte, daß eine quer zu einem Atomstrahl stehende Lichtwelle bei geeigneten Laserparametern wie ein Zylinderlinsenarray wirkt, mit dem ein Atomstrahl zu periodischen Linien mit Breiten von unter 1 μm fokussiert werden konnte. In nachfolgenden Experimenten konnten sogar Linienbreiten von weit unter 100 nm erzielt werden. Dies war in vielerlei Hinsicht eine höchst bedeutende Entwicklung: einerseits wurde damit die 100 nm Schranke unterschritten, die das voraussichtliche Limit der Photolithographie, der derzeitigen Standardtechnik bei der industriellen Chipproduktion, darstellt. Zugleich handelte es sich, im Gegensatz etwa zum Elektronenstrahlschreiben, das ebenfalls Strukturen von nur wenigen nm Größe herstellen kann, um ein paralleles Verfahren, mit dem prinzipiell große Flächen gleichzeitig strukturiert werden können - ein entscheidender Vorteil hinsichtlich erzielbarer Schreibgeschwindigkeiten. Schließlich erlaubt es diese Technik, die enorme Genauigkeit, mit der Laserfrequenzen eingestellt und bestimmt werden können, in eine Genauigkeit der Periodizität der erzeugten Strukturen umzuwandeln. Da diese Periodizitäten im Bereich von nur wenigen hundert Nanometern liegen, stellen solche Strukturen interessante Eichobjekte für höchstauflösende Mikroskope wie z.B. Rasterkraftmikroskope dar [Thyw98].

In der Atomlithographie kamen bisher stets thermische Atomstrahlen zum Einsatz. Aufgrund der Bedeutung, die insbesondere langsame Atomstrahlen in der Atomoptik besitzen, stellt sich aber auch die Frage nach dem Einsatz solcher abgebremster Strahlen in der Atomlithographie. Dies wird im ersten Teil dieser Doktorarbeit theoretisch und experimentell untersucht. Im Rahmen einer umfassenden Behandlung der Atomlithographie mit metastabilen Neonatomen wird darüber hinaus auch auf geeignete Resists für Ne^* und die chemische Behandlung von zu strukturierenden Oberflächen eingegangen. Die betrachteten Resists, sogenannte SAMs ("self assembled monolayers"), sind derzeit ein hochaktueller Forschungsgegenstand der Materialwissenschaften. Dies verdeutlicht, daß Atomlithographie ein weitreichendes interdiszi-

plinäres Forschungsfeld ist, welches Aspekte der Atomoptik, Materialwissenschaften, Oberflächenphysik, Mikroskopie und Lithographie zusammenbringt.

Nach der Untersuchung von Resists, Lichtkräften und ihrem Einsatz in der Atomlithographie werden im zweiten Teil dieser Arbeit magnetische Leiterstrukturen als vielversprechende atomoptische Elemente vorgestellt. Hierbei handelt es sich um Magnetfelder, die von stromdurchflossenen elektrischen Leiterbahnen hervorgerufen werden und die dazu eingesetzt werden, um z.B. Atome längs eines vorgegebenen Weges zu führen. Dabei konnte im Rahmen dieser Arbeit sogar das Führen eines Atomstrahles längs eines s-kurvenförmigen Weges demonstriert werden. Dies ist ein bedeutender Fortschritt gegenüber anderen Leiterstrukturen, die oft auf gerade oder fast gerade Wege angewiesen waren [siehe z.B. Schiffer98].

Insbesondere im Zusammenspiel mit herkömmlichen Lithographieverfahren besitzen solche magnetischen Leiterstrukturen ein enormes Potential: konventionelle Lithographieverfahren können benutzt werden, um miniaturisierte, komplexe Leiterbahnanordnungen auf einem Chip zu definieren. Damit können auch Magnetfallen, Strahlteiler etc. realisiert und zu einem vielkomponentigen integrierten experimentellen Aufbau kombiniert werden. Zugleich steigen mit zunehmender Miniaturisierung die Magnetfeldgradienten und die Stärke des Einschlusses der Atome an. Die zahlreichen Perspektiven, die sich hieraus für die Grundlagenforschung und für eventuelle zukünftige Anwendungen ergeben, haben dafür gesorgt, daß das Schlagwort "Atomoptik auf einem Chip" derzeit zu einem zentralen Begriff der Atomoptik avanciert. Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse stellen einen bedeutenden Schritt in der Entwicklung solcher Systeme dar.

2 Lithographie

2.1 Einleitung in die Lithographie

Seit der Entdeckung des Transistoreffektes im Jahre 1947 durch John Bardeen, William Shockley und Walter Brattain hat die Mikroelektronik das alltägliche Leben revolutioniert. Computer und Mikroprozessoren sind aus dem Büroalltag, aus Forschung und Wissenschaft, aber auch aus allen Formen der modernen Kommunikation nicht mehr wegzudenken. Analog zu dieser elektronischen Revolution wird auch intensiv an *mikromechanischen* Bauteilen wie z.B. Mikromotoren gearbeitet, die in gleichem Maße Gebiete wie etwa die Medizin verändern und vollkommen neue Möglichkeiten eröffnen werden.

Ermöglicht werden diese Entwicklungen durch die rasanten Fortschritte, die in der Verbesserung der lithographischen Methoden erzielt wurden. Dies wird nirgendwo deutlicher als bei den Speicherbausteinen für Computer. Hier hat sich das sogenannte Moorsche Gesetz (vgl. z.B. [Timp99]) herausgebildet, welches von Gordon Moore bereits 1965 formuliert wurde und das besagt, daß sich die Anzahl der Transistoren in einem DRAM Speicherchip alle drei Jahre vervierfacht. Diese empirische Regel hat sich seit über dreißig Jahren bewährt und wird auch zumindest für die allernächste Zukunft weiter eingehalten werden können. So wurde beispielsweise im Jahre 1998 von Siemens und IBM ein 1 Gbit DRAM Chip vorgestellt und 1999 verfügbar, und die gegenwärtigen Technologieprognosen erwarten die Einführung des 64 Gbit Chips im Jahre 2009.

Hinter der Einhaltung des Moorsche Gesetzes steht ein immenser Forschungs- und Entwicklungsbedarf. Diesem Entwicklungsdruck hat die Photolithographie, die derzeitige Standardtechnik für die industrielle Herstellung mikroelektronischer Chips, bisher noch Genüge geleistet. Allerdings wurde, jeweils mit großem Aufwand, zu immer kleineren Wellenlängen übergegangen, um dem Beugungslimit zu begegnen. So wurden Wellenlängen von 436 nm und 365 nm, die als G-line bzw. I-line mit Quecksilberlampen erzeugt wurden, durch 248 nm (Kr-Laser) ersetzt. Lithographie mit einer Wellenlänge von 193 nm mit ArF-Lasern wird den nächsten Schritt darstellen, und mit 157 nm von F₂-Lasern wäre es möglich, Strukturgrößen von minimal 70 nm zu erzeugen.

Der Übergang von einer Wellenlänge zur nächsten erfordert dabei weit mehr als nur den Einsatz neuer Laser. So wurde mit jeder neuen Wellenlänge auch die Entwicklung eines neuen Resists nötig, da meist der vorherige Resist bei den neuen Wellenlängen nicht transparent genug war. Resist und Strahlung gehören also untrennbar zusammen, und dies gilt auch für die vorliegende Arbeit, die sich sowohl mit atomoptischen Komponenten als auch mit der Untersuchung geeigneter Resists für eine neuartige Lithographietechnik, die Atomlithographie mit Ne*, beschäftigt.

Trotz der gewaltigen Fortschritte, die die Photolithographie - durch den Einsatz enormer Forschungsmittel - mittlerweile erzielt hat, ist abzusehen, daß bei Strukturgrößen von ca. 70 nm eine Grenze erreicht sein wird, die sie nicht unterschreiten kann. Es wird daher intensiv an alternativen Verfahren geforscht, die einen potentiellen Ersatz darstellen könnten. Bei diesen Verfahren handelt es sich z.T. um Lithographietechniken, die derzeit bereits für einige Spezialanwendungen benutzt werden, z.T. aber auch um komplett neuartige Ideen, deren Eignung momentan in Grundlagenexperimenten untersucht wird.

Dazu zählen insbesondere die Ionenstrahlolithographie, die Elektronenstrahlolithographie sowie die EUV- und die Röntgenlithographie. Die Elektronenstrahlolithographie findet derzeit insbe-

sondere zur Herstellung von Masken für die Photolithographie Verwendung. Es handelt sich dabei aber um ein serielles Verfahren, d.h. eine gegebene Fläche wird nach und nach beschrieben, und nicht um einen parallelen Prozess. Für die eigentliche Chipfabrikation sind die derzeitigen Verfahren zu langsam. Die Entwicklung leistungsfähigerer und schnellerer Elektronenstrahlolithographiemaschinen wird z.B. von IBM [Pfeiffer99] oder von Lucent Technologies [Harriott97] mit großem Aufwand vorangetrieben.

Die Ionenstrahlolithographie [Stewart97] ist ebenfalls ein etabliertes, aber serielles Verfahren, das vor allem zur Maskenreparatur eingesetzt wird.

Lithographie mit EUV [Gwyn98] oder Röntgenquanten [Silver98] beruht zwar auf der Verwendung von Licht und ist daher mit der Photolithographie verwandt. Aufgrund der ca. 20 bis 200fach geringeren Wellenlänge sind jedoch die bisherigen Erfahrungen der Photolithographie auf diese Techniken nicht übertragbar, und bei fast allen beteiligten Komponenten (Quellen, Optiken, Masken und Resists) sind Neuentwicklungen nötig.

Zu den neuartigen Verfahren, deren Anwendungspotential derzeit noch ungewiß ist, gehört z.B. das sogenannte Microcontact printing [Zhao97]. Hier werden mit einem lithographisch strukturierten Stempel gezielt Moleküle auf eine zu strukturierende Oberfläche aufgebracht, die die Oberfläche vor naßchemischen Ätzmitteln schützen. In einem anschließenden Ätzschritt können die Strukturen dann in die nicht durch Moleküle geschützten Stellen der Oberfläche hineingeätzt werden.

Zwar ist derzeit noch ungewiß, ob dieses und damit verwandte Verfahren Strukturen unterhalb 100 nm reproduzierbar herstellen können, doch zeichnet sich diese Technik dadurch aus, daß neben der Strukturierung der Oberfläche auch eine Funktionalisierung möglich ist, indem Moleküle mit ausgewählten chemischen Eigenschaften aufgebracht werden. Dadurch gewinnt die Methode eine große Flexibilität. Die benutzten Moleküle gehören zu einer Klasse von Molekülen, die sogenannte SAMs ("self assembled monolayers") ausbilden. SAMs stellen ein sehr aktuelles Forschungsgebiet der Materialwissenschaften dar [siehe z.B. Schreiber98].

Bei allen bisher beschriebenen Lithographieverfahren handelt es sich um Techniken, die relativ einfach große Strukturen herstellen können und bei denen die Schwierigkeit darin besteht, sie für die Erzeugung immer kleinerer Strukturen zu optimieren. Es ist jedoch interessant zu sehen, daß seit der Erfindung des STM (scanning tunneling microscope, Rastertunnelmikroskop), für die Gerd Binnig und Heinrich Rohrer im Jahre 1986 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet wurden, auch der umgekehrte Weg begangen wird. Wie z.B. die bahnbrechenden Arbeiten von Don Eigler zeigen, ist mittels STM die gezielte Manipulation einzelner Atome auf geeigneten Oberflächen möglich geworden (für eine Zusammenstellung verschiedener Experimente siehe z.B. [Eigler99]). In anfänglichen Experimenten wurde zunächst das gezielte Platzieren von Atomen nebeneinander demonstriert. Dabei kam es zwar nicht zu einer Bindung der Atome untereinander, doch ließen sich eine Vielzahl grundlegender Fragestellungen untersuchen, wie z.B. die Gestalt der Elektronenwellenfunktion, wenn die Elektronen in einem Ring aus 96 Eisenatomen auf einer Kupferoberfläche (eine sog. Quantenkoralle) eingeschlossen sind. Schließlich ist es gelungen, auch Moleküle aus einzelnen Atomen auf einer Oberfläche zusammenzusetzen. Die Bindung der Atome untereinander zeigt sich u.a. daran, daß die gebildeten Moleküle auf der Oberfläche verschoben werden können ohne zu zerbrechen. Die Erzeugung dreidimensionaler Strukturen stellt weiterhin eine große Herausforderung dar, und für die Fertigung ausgedehnterer Strukturen oder gar den Einsatz in der Chipfertigung sind solche Methoden bei weitem zu langsam. Jedoch ermöglichen sie die Untersuchung z.B. der elektronischen Eigenschaften kleinster Strukturen, was für zukünftige nanoelektronische Bauelemente wichtig ist.

Schließlich ebnet auch die revolutionären Synthesemöglichkeiten der modernen Chemie einen Weg hin zu immer komplexeren Strukturen. Hier werden vielfach Mechanismen aus der belebten Natur nachgeahmt wie z.B. die Techniken der Selbstorganisation oder die gelenkte Evolution von Biomolekülen.

Es bleibt also festzuhalten, daß die Herausforderung nicht darin liegt, eine Lithographietechnik für immer kleinere Strukturen zu entwickeln, sondern die Lücke zu füllen, die zwischen der Manipulation einzelner Atome auf einer Oberfläche und der Erzeugung großer Strukturen mittels der Photolithographie herrscht.

Die Untersuchung neuartiger Lithographietechniken ist daher von grundlegendem Interesse. Eine innovative Lithographietechnik, die einen neuen Ansatz gegenüber den etablierten Techniken darstellt, ist die im Rahmen dieser Arbeit beschriebene Atomlithographie. Das Beugungslimit, welches letztendlich die Photolithographie begrenzt, wird bei der Atomlithographie umgangen, indem zur Belichtung nicht Photonen, sondern Atome eingesetzt werden. Das Beugungslimit ist dann durch die Materiewellenlänge, die sog. deBroglie-Wellenlänge, der Atome gegeben, welche für einen thermischen Atomstrahl im pm-Bereich liegt.

Die Atomlithographie verwendet einen Aufbau, der in einigen Teilen analog zur Photolithographie ist, aber atomoptische statt optische Komponenten hat. Sie benutzt (im Falle des Ne^{*}) niederenergetische Elektronen zur eigentlichen Resistbelichtung, die beim Auftreffen des neutralen Ne^{*}-Strahles auf dem Resist freigesetzt werden, und ist daher auch mit der Elektronenstrahlolithographie verwandt. Schließlich verwendet sie ähnliche SAMs als Resist wie das oben erwähnte Microcontact printing. Der neuartige Ansatz liegt vor allem in der Verwendung eines ungeladenen Materiestrahles sowie in der eingesetzten Atomoptik anstelle der herkömmlichen Lichtoptik.

Auf die Methodik der Atomlithographie wird in späteren Kapiteln dieser Arbeit genauer eingegangen.

In der bisherigen Darstellung wurde von der kommerziellen Chipproduktion als Haupttriebfeder für die Lithographie ausgegangen. Bei der Bewertung neuartiger Techniken ist jedoch zu berücksichtigen, daß das Anwendungsfeld der Lithographie viel weiter reicht. Dementsprechend vielschichtig und unterschiedlich sind auch die Anforderungsprofile, die verschiedene Aufgaben stellen. Kriterien können neben Kostenfaktoren, Auflösung und Geschwindigkeit auch die Integrationsfähigkeit in andere Prozeßschritte, der apparative Aufwand oder die Komplexität des Verfahrens darstellen. Bei Anwendungen in der Grundlagenforschung spielt z.B. die Geschwindigkeit der Herstellung kaum eine Rolle, wohingegen der apparative Aufwand und damit verbunden die Verfügbarkeit des Verfahrens bedeutsam sein können. An die Herstellung von Beugungsgittern für Röntgenstrahlung werden andere Anforderungen gestellt werden als an elektronische Bauelemente, und für die Produktion von Materialien mit photonischer Bandlücke werden wiederum andere Verfahren Einsatz finden. Dieser Vielschichtigkeit entsprechend ist es wichtig, einen möglichst breiten Bereich unterschiedlicher Lithographietechniken zu evaluieren, auch wenn aufgrund der historischen Entwicklung die konventionellen Verfahren (Photolithographie, Elektronenstrahl- oder Ionenstrahlolithographie, Röntgenlithographie und EUV) einen enormen Entwicklungsvorsprung haben.

2.2 "Konventionelle" Lithographieverfahren

Die Atomlithographie stellt zwar einen neuartigen Ansatz für die Lithographie da, weist aber durchaus auch deutliche Parallelen zu anderen konventionellen Lithographieverfahren auf. Daher werden diese im folgenden kurz beschrieben und ihre jeweils speziellen Eigenschaften herausgestellt. Dies wird es dann ermöglichen, in den folgenden Kapiteln die Atomlithographie in die Untergliederung der konventionellen Lithographieverfahren einzuordnen, Parallelen zu den bestehenden Verfahren zu ziehen, die charakteristischen Eigenschaften, Vorteile sowie Limitierungen der Atomlithographie herauszuheben und letztendlich auch das Anwendungsfeld der Atomlithographie zu definieren, auf dem sie komplementär zu den bestehenden Techniken eingesetzt werden kann.

2.2.1 Allgemeine Untergliederung lithographischer Techniken

Zu den konventionellen Lithographieverfahren gehören die Photo-, EUV-, Röntgen-, Elektronenstrahl- und Ionenstrahlolithographie. Photo-, EUV- und Röntgenlithographie sind parallele Verfahren, d.h. es können größere Substratflächen gleichzeitig belichtet werden. Die zu erzeugenden Strukturen sind auf Masken gespeichert, die dann auf das mit einem geeigneten Resist beschichtete Substrat abgebildet werden. Demgegenüber sind Elektronenstrahl- und Ionenstrahlolithographie serielle Verfahren, d.h. die Strukturen werden mit einem fokussierten, gezielt gesteuerten Strahl in das Resist geschrieben. Serielle Verfahren sind langsamer als parallele, aber sie sind zur Erzeugung von Masken für parallele Verfahren unerlässlich.

Bei den parallelen Verfahren ergibt sich je nach Abstand zwischen Maske und Substrat eine weitere wichtige Untergliederung: man unterscheidet die sogenannte Kontakt-, Proximity- und Projektionsbelichtung [Bütt94].

Bei der Kontaktbelichtung liegt die Maske direkt auf dem Substrat auf. Dies wirkt sich vorteilhaft auf die erzielbare Auflösung aus, ist aber nicht zuletzt aufgrund der Gefahr von Beschädigungen der Maske während des Andrückens an das Substrat für die Massenfertigung kaum einsetzbar.

Beim proximity printing sind Maske und Substrat durch einen sehr kleinen Abstand getrennt. Die minimale Strukturbreite vergrößert sich aufgrund von Beugungseffekten durch diesen Abstand etwas im Vergleich zur Kontaktbelichtung und läßt sich abschätzen zu [Bütt94]

$$x_{\min} \approx \sqrt{\lambda \cdot \left(s + \frac{t_R}{2} \right)}$$

wobei λ die verwendete Wellenlänge, s den Abstand zwischen Maske und Substrat und t_R die Dicke der Resistschicht bezeichnen.

Bei der Projektionsbelichtung befinden sich zwischen Maske und Substrat optische Elemente, die die Maske auf das Substrat abbilden. Da die Abbildung zugleich eine Verkleinerung bewirken kann, sind bei der Projektionsbelichtung die Anforderungen an die Maskenherstellungen geringer. Masken, die verkleinert abgebildet werden, werden auch als "Reticle" bezeichnet. Die minimale Strukturbreite ergibt sich in diesem Fall gemäß dem Rayleighkriterium zu

$$x_{\min} \approx k_1 \cdot \frac{\lambda}{NA}$$

K_1 ist eine Konstante, deren Wert ungefähr 0.5 beträgt, die aber auch vom jeweiligen Resist abhängt. NA bezeichnet die numerische Apertur des Abbildungsobjektives. Eine Vergrößerung der numerischen Apertur wirkt sich nach dieser Formel zwar positiv auf die minimale Strukturbreite aus, doch bewirkt eine Vergrößerung der numerischen Apertur zugleich auch eine Verringerung des Tiefenschärfebereiches DOF (depth of focus), der gegeben ist durch

$$DOF = k_2 \frac{\lambda}{NA^2}.$$

K_2 ist eine Konstante mit einem Wert von ebenfalls ungefähr 0.5, die von den genauen experimentellen Gegebenheiten abhängt. Da dies zu Defokussierungsproblemen führen kann, sind neuartige Lithographietechniken, die Projektionsbelichtungen benutzen, meist auf die Verwendung kleiner Wellenlängen bei nicht allzu großer NA ausgelegt. Kleine Wellenlängen lassen sich z.B. durch die Verwendung von EUV- oder Röntgenstrahlen oder mit Hilfe von Materiestrahlen erzielen.

2.2.2 Diskussion einzelner Verfahren

Nach dieser allgemeinen Untergliederung der konventionellen Lithographieverfahren wird im folgenden nun auf ihre jeweiligen spezifischen Eigenschaften näher eingegangen.

Photolithographie

Die Photolithographie ist das derzeitige Standardverfahren zur industriellen Chipproduktion. Sie wird meist als Projektionsbelichtung angewandt, wobei eine Maske verkleinert auf ein resistbeschichtetes Substrat abgebildet wird. Sie ist ein vielschrittiges Verfahren, einzelne Teilschritte sind z.B. die Substratreinigung, das Aufbringen des Haftvermittlers, das Aufbringen des Photoresists, Softbake, Belichtung, Hardbake und Ätzen sowie das Entfernen des Photolackes [Bütt94].

Die Limitierungen der Photolithographie liegen vor allem in den Beugungserscheinungen begründet, die bei den benutzten, relativ großen Wellenlängen auftreten. Die derzeit verwendeten Lichtwellenlängen betragen 248 nm, erzeugt mit KrF-Lasern, oder 193 nm, erzeugt mit ArF-Lasern. Weiterentwicklungen betreffen daher hauptsächlich den Übergang zu immer kürzeren Lichtwellenlängen.

Eine konkrete Möglichkeit, um mittels Photolithographie in den Strukturgrößenbereich von 70 - 100 nm vorzudringen, stellt die 157 nm Lithographie dar [Bloom98]. Sie wurde ermöglicht durch die Entwicklung von F₂-Lasern mit einer Wellenlänge von 157 nm, die mittlerweile kommerziell verfügbar sind, sowie durch die Entwicklung geeigneter Transmissionsoptiken auf Basis von CaF₂. Eine Einführung der 157 nm Lithographie würde trotz ihrer Verwandtschaft zur bisherigen Photolithographie einige gravierende Umstellungen erfordern. Da Quarzglas in diesem Spektralbereich eine zu geringe Transmission besitzt, müssen sowohl für die Linsen als auch für das Maskensubstrat neuartige Materialien wie z.B. CaF₂ oder MgF₂ eingesetzt werden. Da insbesondere bei der Maskenfabrikation viele chemische Prozessschritte involviert sind, ist auf die Kompatibilität dieser Materialien mit bestehenden Prozessen zu achten.

Ferner müssen komplett neue Resists entwickelt werden, welche nicht an bisherige Resistschemata anknüpfen können, da C=C und C=O Bindungen in diesem Spektralbereich zu

stark absorbieren. Eine zu starke Absorption macht sehr dünne Resistfilme erforderlich, die nicht mehr defektfrei hergestellt werden können.

EUV Lithographie

Bei der EUV Lithographie kommt Licht mit einer Wellenlänge von ca. 10 - 14 nm zur Anwendung. Die Wellenlänge ist damit um mehr als eine Größenordnung kleiner als bei der 157 nm Lithographie, was es erlaubt, relativ kleine numerische Aperturen zu benutzen. Dies wiederum wirkt sich positiv auf den Tiefeschärfenbereich aus. Für eine Wellenlänge von 10 nm und eine numerische Apertur von 0.1 ergibt sich beispielsweise aus obigen Formeln ein Auflösung von 50 nm und eine DOF von 0.5 μm .

Mit der EUV-Lithographie werden möglicherweise minimale Strukturgrößen von bis zu 30 nm erreicht werden können. Um den damit verbundenen Aufwand zu verdeutlichen, wird im folgenden kurz auf die aktuellen Entwicklungsarbeiten der EUV LLC, eines industriellen Konsortiums, eingegangen [Gwyn98]. Ziel dieses Entwicklungsprogrammes ist die Bereitstellung eines kommerziell einsatzfähigen Gerätes für Strukturgrößen um 100 nm bis zum Jahr 2004. Der prinzipielle Aufbau der Anlage besteht hier aus einer intensiven EUV-Quelle mit Kondensoroptik, einer reflektierenden Lithographiemaske, sowie einer vierfach verkleinernden Spiegeloptik. Die asphärisch geformten Spiegel bestehen aus 81 abwechselnden Lagen von Molybdän und Silizium mit einer Dicke von je 2.8 bzw. 4.0 nm. Die Spiegeloberflächen müssen eine Rauigkeit von weniger als 0.3 nm besitzen. Da ihre Reflektivität nur 68 % beträgt, sind EUV-Quellen mit einer Leistung von 30 - 60 W erforderlich. Diese Leistungen werden erzielt, indem ein gepulster Laser mit einer mittleren Leistung von 1500 W und einer Repetitionsrate von 3 kHz auf eine Überschall-Xe-Expansion fokussiert wird. Als Maske wird ein Spiegel aus wiederum 81 Mo/Si Lagen benutzt, dessen Oberfläche mit einem metallischen Absorber strukturiert ist. Die Dicke der einzelnen Lagen muß auf 0.01 nm genau kontrolliert werden. Da es nicht möglich ist, Fehler auf einer solchen Maske zu reparieren, muß sie quasi defektfrei hergestellt werden. Konkret ist vorgesehen, bis zum Jahr 2004 solche Masken mit weniger als 0.001/cm² Defekten mit einer Größe > 30 nm auf einer Fläche von 300 mm Durchmesser herstellen zu können.

Röntgenlithographie

Während die EUV-Lithographie einen Spektralbereich benutzt, in dem noch - wenn auch mit beträchtlichem Aufwand - abbildende optische Elemente zur Verfügung stehen, kommt bei der Röntgenlithographie (XRL, x-ray lithography) [Silver98] bereits Licht mit einer Wellenlänge von ca. 1 nm zur Anwendung, für das keine Abbildungsoptiken existieren. Das bedeutet, daß an Stelle einer Projektionsbelichtung nur eine Belichtung im Proximity-Modus oder im Kontaktmodus stattfinden kann.

Als Quellen kommen entweder Laser-Plasmaquellen oder Synchrotrons zum Einsatz. Es sind sogar spezielle, kompakte Synchrotrons für Lithographieanwendungen kommerziell erhältlich. Masken für die Röntgenlithographie bestehen meist aus Absorberstrukturen wie z.B. Tantal, die auf einer nur ca. 2 μm dicken SiC-Membran aufgebracht werden. Man nutzt dabei aus, daß der Absorptionsquerschnitt für Röntgenstrahlung proportional zur dritten Potenz der Kernladungszahl ist, so daß die Membran im Gegensatz zum Tantal nur schwach absorbierend wirkt.

Eine Schwierigkeit der Röntgenlithographie ergibt sich direkt aus der mangelnden Verfügbarkeit optischer Elemente für diesen Spektralbereich. Da keine Verkleinerungsoptiken

existieren, müssen die Masken im Maßstab 1:1 angefertigt werden. Eine Herstellung von Masken im Maßstab 1:1 ist jedoch aufwendig, und eventuelle Verzerrungen der Maske können sich gravierend auswirken. Insbesondere Schädigungen, die auf die Bestrahlung mit hohen Röntgendosen zurückgehen, werden als Ursache möglicher Verzerrungen untersucht.

Ferner wird zur Schonung der teuren Masken ein Abstand zwischen Maske und Substrat benötigt, d.h. eine Kontaktbelichtung scheidet für die Massenfertigung aus. Wegen dieses Abstandes zwischen Maske und Substrat ist die Auflösung trotz der kleinen Wellenlänge derzeit auf Bereiche um 100 nm begrenzt: für eine Wellenlänge von 1 nm und einen Abstand von 15 μm zwischen Maske und Substrat ergibt sich (bei Vernachlässigung der Resistschichtdicke) eine Auflösung von ca. 122.5 nm. Eine Verkleinerung des Abstandes ist sehr aufwendig, da die parallele Ausrichtung relativ zum Substrat gewährleistet sein muß, und ferner auch eventuelle Verunreinigungen, die sich auf dem Substrat befinden, in Kontakt mit der Maske kommen und sie beschädigen können.

Elektronenstrahl-Lithographie

Bei der Elektronenstrahlolithographie [siehe z.B. McCord97] wird zur "Belichtung" der Resistschicht ein fein gebündelter Elektronenstrahl eingesetzt, der nacheinander auf die zu belichtenden Pixel fokussiert wird. Als Quelle werden entweder thermionische Emittoren wie z.B. LaB_6 oder Feldemissionsquellen benützt. Die Elektronen werden in einer Hochspannung (typischerweise 5 - 100 kV) beschleunigt und in einer Anordnung aus mehreren magnetischen Linsen gebündelt. Übliche Stromstärken liegen im Bereich einiger nA.

Die hohen kinetischen Energien sind u.a. deshalb nötig, um die Auswirkungen der gegenseitigen Abstoßung der Elektronen im Strahl zu minimieren. Die Materiewellenlänge hingegen ist bereits bei viel geringeren Spannungen hinreichend klein - so entspricht z.B. eine kinetische Energie von 100 eV einer deBroglie-Wellenlänge in der Größenordnung von 100 pm.

Aufgrund ihrer hohen kinetischen Energie dringen die Elektronen tief in das resistbeschichtete Substrat (ca. 2 - 50 μm) ein. Dadurch werden viele Sekundärelektronen freigesetzt, die die eigentliche Resistbelichtung bewirken. Die Primärelektronen können auf ihrem Weg im Substrat vielfach gestreut werden und daher auch Bereiche bestrahlen, die etwas entfernt vom eigentlichen Fokuspunkt des Elektronenstrahles liegen. Zur Korrektur dieses sogenannten Proximityeffektes stehen verschiedene Verfahren zur Verfügung, beispielsweise das "pattern biasing" (eng beieinander liegende Strukturen werden bewußt kleiner als eigentlich vorgesehen geschrieben), die "dose modulation" (Verringerung der Dosis in Gebieten mit vielen eng beieinander liegenden Strukturen) oder das sog. GHOST (zusätzliches Schreiben eines inversen Bildes mit einem defokussierten Elektronenstrahl, wodurch die gesamte bestrahlte Fläche eine gleichmäßige Untergrundbestrahlung erhält). Bei komplexeren Strukturen kann die Proximitykorrektur aufwendige Berechnungen nötig machen.

Wichtige Weiterentwicklungen der Elektronenstrahlolithographie sind vor allem unter dem Namen SCALPEL (Scattering with angular limitation projection electron beam lithography) von Lucent Technologies [Harriott97] oder PREVAIL (Projection reduction exposure with variable axis immersion lenses) von IBM [Pfeiffer99] bekannt. Sie beinhalten im Falle von SCALPEL die Verwendung von streuenden statt absorbierenden Masken in einer Projektionsanordnung, wodurch Maskenverzerrungen durch die hochenergetischen Elektronen vermindert werden. PREVAIL benutzt auch eine Projektionsbelichtung und zeichnet sich dadurch aus, daß beim Scannen des Elektronenstrahles über verschiedene Teilfelder der Maske

die Projektionselektronenoptik elektronisch mitverschoben wird, so daß der Strahl immer auf der optischen Achse bleibt und Linsenfehler stark vermindert werden.

Ionenstrahl-Lithographie

Die Ionenstrahlolithographie ist insofern mit der Elektronenstrahlolithographie verwandt, als auch hier geladene Teilchen beschleunigt und auf das Substrat gelenkt werden. Da die benutzten Ionen aber eine wesentlich größere Masse haben als Elektronen, treten andere Effekte in den Vordergrund.

Verwendung finden vor allem Ga-Ionen, die in einer sog. LMIS (liquid metal ion source) erzeugt werden, oder Wasserstoffionen. Typische Beschleunigungsspannungen liegen im Bereich von etwa 10 bis 50 keV [Stewart97]. Aufgrund der starken Wechselwirkungen der Ionen mit dem Substrat dringen sie nicht weit in das Substrat ein (ca. 10 nm), und Streueffekte können vernachlässigt werden, so daß kein Proximityeffekt wie bei der Elektronenstrahlolithographie auftritt. Im Gegensatz zur Elektronenstrahlolithographie kann es bei der Ionenstrahlolithographie zu massivem Materialabtrag (Sputtering) des Substrates kommen, was man beim sog. "ion beam milling" gezielt ausnutzt. Weitere Modifikationen der Technik erlauben das gezielte Ätzen von Strukturen bei Anwesenheit geeigneter Hintergrundgase (CAIBE, chemically assisted ion beam etching) oder auch das Auftragen von Material. Aufgrund dieser vielseitigen Möglichkeiten zur Materialbearbeitung werden Ionenstrahlgeräte vor allem bei der Reparatur von Lithographiemasken eingesetzt.

Genauso wie die Elektronenstrahlolithographie ist auch die Ionenstrahlolithographie ursprünglich ein seriell schreibendes Verfahren. Entwicklungen, diese Technik zu erweitern und für die Chipfertigung praktikabel zu machen, sind unter dem Namen IPL (ion projection lithography) [Gross98] bekannt. Eine der Schwierigkeiten liegt darin, daß die Ionen nur eine sehr geringe Durchdringtiefe durch Material haben, weswegen Masken als sog. "stencil masks", d.h. mit freitragenden Öffnungen, gebaut werden müssen. Dies erschwert das Design von Masken für komplexe Strukturen.

2.3 Atomlithographie

2.3.1 Prinzip der Atomlithographie

Bei den oben beschriebenen konventionellen Lithographieverfahren wird dem Beugungslimit, welches die Photolithographie begrenzt, begegnet, indem zu immer kürzeren Wellenlängen übergegangen wird. Besonders kurze Wellenlängen haben dabei Materiewellen, bei denen die Beugungserscheinungen durch die sogenannte deBroglie-Wellenlänge bestimmt wird. Die deBroglie-Wellenlänge hängt mit dem Impuls der Teilchen zusammen gemäß

$$\lambda = \frac{h}{p},$$

wobei h das Plancksche Wirkungsquantum bezeichnet.

In der Elektronenstrahl- und Ionenstrahlolithographie werden geladene Teilchen verwendet, da sich diese durch elektrische und magnetische Linsen einfach fokussieren lassen. Die Ladung der Teilchen verursacht aber auch Schwierigkeiten, da sich die Teilchen untereinander abstoßen. Dies muß in aufwendigen Simulationen bei der Berechnung von Trajektorien berücksichtigt werden. Im Falle des Elektronenstrahles sind sehr hohe kinetische Energien nötig, um die Abstoßungseffekte nicht zu stark werden zu lassen, was wiederum zu den oben beschriebenen Proximity-Effekten führt. Außerdem sind durch die Coulombabstoßung der praktikable Teilchenfluß sowie die Parallelisierbarkeit des Verfahrens beschränkt.

Eine Alternative stellt die Verwendung neutraler Atome da, womit sich die Atomlithographie beschäftigt. Bei einem neutralen Atomstrahl treten im Gegensatz zu einem geladenen Strahl Raumladungseffekte nicht auf, und die Verwendung eines intensiven Strahles, der parallel großflächig Substrate beschreibt, ist nur durch die verfügbaren Atomstrahlquellen beschränkt. Aufgrund ihrer großen Masse besitzen die Atome bereits bei den moderaten Geschwindigkeiten eines thermischen Atomstrahles eine deBroglie-Wellenlänge, die typischerweise im Bereich einiger pm liegt und damit hinreichend klein ist, um praktisch ohne Beugungslimitierung Nanostrukturen zu erzeugen.

Da sich die Teilchen im Atomstrahl nicht gegenseitig abstoßen, ist es weiterhin auch nicht nötig, sie auf hohe Geschwindigkeiten zu beschleunigen. Während beispielsweise bei der Ionenstrahlolithographie die Ionen mit Spannungen im Bereich vieler kV beschleunigt werden, beträgt die kinetische Energie der Atome eines thermischen Atomstrahls nur einige meV.

Der prinzipielle Aufbau einer atomlithographischen Apparatur ist in Abbildung 2-1 gezeigt: Ein Atomstrahl wird mittels eines geheizten Ofens oder in einer Gasexpansion durch eine kleine Düse erzeugt. Seine Divergenz wird dann in einer Kollimationszone, die in der Photolithographie dem Kondensator entspricht, verringert. Der Strahl durchläuft eine strukturgebende Zone, in der er entsprechend den auf dem Substrat zu erzeugenden Mustern strukturiert wird, und trifft schließlich auf das Substrat. Dort entstehen die Strukturen entweder durch direktes Ablagern der Atome des Strahles, oder indem die chemische Reaktivität geeigneter Atome ausgenutzt wird, um ein Resist auf dem Substrat zu "belichten".

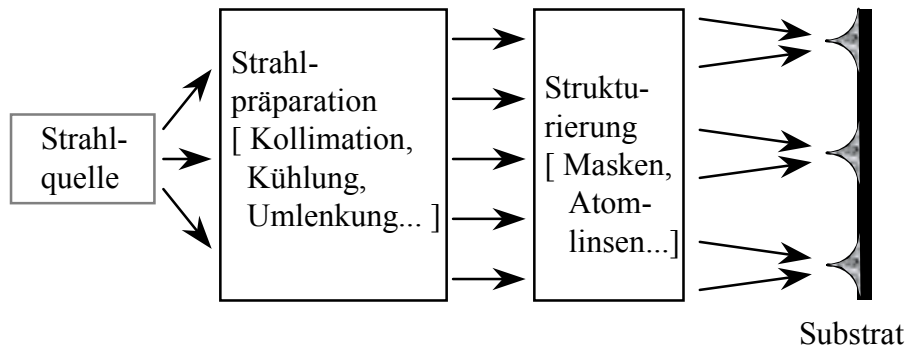


Abbildung 2-1: Schematischer Aufbau

Eine der besonderen Eigenschaften, durch die sich die Atomlithographie von anderen Lithographietechniken unterscheidet, ist die Möglichkeit, die Atome durch Lichtkräfte in nahresonanten, intensiven Laserfeldern zu manipulieren. Da jedoch nicht in jedem Spektralbereich leistungsfähige Lasersysteme zur Verfügung stehen, ist die Auswahl möglicher Elemente, die in der Atomlithographie mit Lichtkräften eingesetzt werden können, eingeschränkt. Die Elemente müssen ferner eine Reihe weiterer Bedingungen erfüllen, z.B. muß das Niveau, von dem aus Übergänge mit einem zur Verfügung stehenden Laser angeregt werden können, in hinreichendem Maße besetzt sein, und falls eine Kollimation des Atomstrahls mittels Atomoptik benötigt wird, muß der Übergang geschlossen sein, d.h. nach einer Anregung muß das Atom wieder genau in den vorherigen Zustand übergehen, so daß weitere Anregungen möglich sind.

Aus diesen Anforderungen ergibt sich die Auswahl an Elementen, mit denen direktes atomlithographisches Schreiben von verschiedenen Arbeitsgruppen bisher studiert wurde.

In einem ersten Experiment zur Erzeugung atomlithographischer Nanostrukturen wurde ein Natriumatomstrahl benutzt, der in einer optischen Stehwelle zu einem gitterförmigen Linienmuster fokussiert und dann auf einem Substrat abgelagert wurde [Timp92]. Das Schreiben von Strukturen durch direktes Ablagern der Atome eines Atomstrahles auf dem Substrat ist eine Technik, die sich insbesondere durch ihre Einfachheit auszeichnet: Während beispielsweise bei der Photolithographie viele Prozessschritte zum Aufbringen, Entwickeln und Ätzen der Photoschicht erforderlich sind, ist bei der direkt schreibenden Atomlithographie lediglich eine vorherige Reinigung der Substratoberfläche nötig.

Natrium läßt sich zwar gut mit Lichtkräften manipulieren, aber die Strukturen sind aufgrund der Reaktivität des Elementes an Luft nicht stabil und müssen noch in der Vakuumkammer untersucht werden. Die Experimente mit Natrium blieben somit auf reine Demonstrationsexperimente beschränkt. Im Laufe der weiteren Entwicklung der Atomlithographie, welche von weniger als fünf Gruppen vorangetrieben wurde, wurde deshalb zunächst zur Ablagerung von Chrom übergegangen. Chromstrukturen können aus der Vakuumkammer herausgenommen werden, da sie sich an Luft mit einem stabilen Oxid überziehen [McClell93, Drodo97]. Strukturen aus Aluminium sind mittlerweile ebenfalls durch direktes Ablagern der Atome erzeugt worden [McGow95], und ein Experiment mit Indium ist derzeit im Aufbau [Hau-brich00].

Insgesamt ist die Auswahl der mittels Lichtkräften manipulierbaren Elemente aufgrund der Verfügbarkeit entsprechender Lasersysteme jedoch stark eingeschränkt. Um für die Atomlithographie ein breiteres Anwendungsfeld zu erschließen, bietet es sich daher an, auch indirekte Verfahren zu untersuchen, bei denen gut mit Lichtkräften manipulierbare Atome benutzt

werden, um ein Resist zu "belichten" oder Oberflächen chemisch zu verändern [siehe z.B. Kreis96, Nowak96, Bard97, Berggren97, Lu98, Engels99, Hill99].

Für die indirekten Verfahren eignen sich insbesondere metastabile Edelgasatome wie das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Ne^* . Die Charakterisierung geeigneter Resist-Substrat-Systeme für Ne^* ist Inhalt des nächsten Kapitels. Auf die zur Kollimierung und Strukturgebung benutzten Methoden wird dann anschließend eingegangen.

2.3.2 Resists für die Atomlithographie mit Ne^*

Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Atomlithographie mit Ne^* . Da es sich bei Neon um ein Edelgas handelt, können die Strukturen nicht durch direktes Ablagern der Atome auf einem Substrat erzeugt werden. Die Ne^* -Atome besitzen mit ihrer inneren Energie von 16.6 eV jedoch genug Energie, um geeignete Resists chemisch zu verändern. Beim Auftreffen auf eine Oberfläche regen sich die Atome in einem Penning-Ionisations-Prozeß ab, bei dem ein Elektron freigesetzt wird. Innere Energie des Ne^* wird dabei in kinetische Energie des freien Elektrons umgewandelt. Da typische chemische Bindungen im Bereich weniger eV liegen, ist die Energie des Elektrons ausreichend um Bindungen aufzubrechen, d.h. Resists zu belichten.

Die metastabilen Edelgasatome dringen nicht in die Oberflächen ein, so daß die Abregung auf eine sehr dünne Oberflächenschicht beschränkt bleibt. Neben dem Einsatz für atomlithographische Zwecke eignet sich die Penning-Ionisation deshalb auch als Werkzeug zur Oberflächenuntersuchung: aus der kinetischen Energie der Penning-Elektronen lassen sich Rückschlüsse auf die molekulare Orientierung und die elektronischen Zustände von Oberflächenmolekülen ziehen. Dieses Verfahren wird als PIES (Penning ionization electron spectroscopy) bezeichnet [Ozaki90, Abduaini98].

Aufgrund der geringen Reichweite der Penning-Elektronen bietet sich für die Atomlithographie mit Ne^* die Verwendung extrem dünner Resistschichten an. Hierfür gibt es verschiedene Möglichkeiten: Einerseits kann vor der eigentlichen Bestrahlung eine molekulare Monolage auf dem Substrat aufgebracht werden [vgl. Kreis96, Nowak96, Bard97, Berggren97, Lu98, Engels99, Hill99b]. Um trotz der geringen Schichtdicke von nur einer einzelnen Moleküllage eine hinreichende Defektfreiheit zu erhalten, kommen hier vor allem SAMs (self-assembled monolayers) zum Einsatz, die aufgrund ihres Wachstumsprozesses selbständig defektarme Oberflächen mit hohem Ordnungsgrad ausbilden. Neben SAMs wird auch der Einsatz Wasserstoff-passivierter Si-Oberflächen untersucht, der auf einer Desorption des Wasserstoffs durch Bestrahlung z.B. mit Ar^* und anschließender Oxidation beruht [Hill99]. Andererseits kann auch die Ablagerung von Molekülen aus dem Hintergrundgas während der Belichtung ausgenutzt werden [Johnson96, Rehse97, Engels99]. Dieser aus der Elektronenstrahlolithographie bekannte Prozeß wird auch als "Contamination lithography" bezeichnet, da er z.B. bei der Verwendung von Öldiffusionspumpen unwillkürlich auftritt [McCord97]. Sowohl Lithographie mit SAMs als auch die Contamination-Lithographie wurden im Rahmen dieser Arbeit eingehend untersucht und sind im folgenden näher beschrieben.

SAMs ("self-assembled monolayers")

Um eine defektarme, dünne Resistschicht zu erzeugen, kann man sich des Prinzips der Selbstorganisation bedienen. Die Selbstorganisation ist ein allgemeines, in der Natur weit verbreitetes Phänomen, welches meist an das Zusammenspiel verschiedener Freiheitsgrade mit unterschiedlichen Energieskalen gekoppelt ist.

Selbst-assemblierende Monolagen (SAMs) stellen ein besonders eindrucksvolles Beispiel für die Selbstorganisation da. Beim Eintauchen geeigneter Oberflächen in eine Lösung bestimmter Moleküle lagern sich diese Moleküle von selber auf der Oberfläche ab und wachsen dort zu einer geschlossenen molekularen Monolage zusammen. Der Wachstumsprozeß kann sehr komplex sein und über mehrere Zwischenschritte erfolgen, und anfängliche Defekte in der Schicht können im Laufe der Zeit ausheilen. SAMs werden derzeit sowohl wegen der mit der Selbstorganisation verbundenen fundamentalen Fragestellungen als auch wegen ihres großen Anwendungspotentials in der Oberflächenphysik und in den Materialwissenschaften eingehend untersucht. Für eine allgemeine Einführung in das Gebiet der SAMs siehe z.B. [Ulman91, Schreiber00]. Eine aktuelle Studie der involvierten Mechanismen, untersucht am Beispiel des Decanthiol auf Au(111), findet sich z.B. in [Schreiber98].

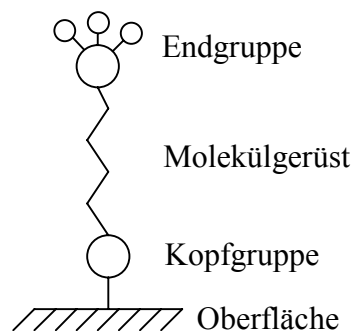


Abbildung 2-2: Schema eines SAM-Moleküles

SAMs lassen sich mit vielen verschiedenen Molekülen und auf unterschiedlichen Oberflächen erzeugen. Ein typischer Aufbau eines SAM-Moleküles ist in Abbildung 2-2 schematisch gezeigt: Eine Kopfgruppe, die eine starke spezifische chemische Bindung mit der Oberfläche ausbilden kann, ist an ein Molekülgerüst gebunden, welches von einer Endgruppe abgeschlossen wird. Die unterschiedlichen Freiheitsgrade, die zur Selbstorganisation beitragen, sind einerseits die starke, spezifische Bindung der Kopfgruppe an die Oberfläche und andererseits die Wechselwirkung der Molekülgerüste untereinander, bei der es sich meist um eine van-der-Waals Wechselwirkung handelt. Die Kopfgruppe "verankert" die Moleküle an der Oberfläche und legt damit fest, welches Ende der Moleküle zur Oberfläche hinzeigt. Die Wechselwirkung der Molekülgerüste untereinander sorgt dafür, daß sich die Moleküle (bei geeigneten Bedingungen) aufstellen, anstatt flach auf der Oberfläche zu liegen, und relativ zueinander ausrichten. Dadurch ist auch bestimmt, daß die Endgruppe des SAM-Moleküles zugleich die äußerste Atomlage der Oberflächenschicht darstellt und damit ihre chemischen Eigenschaften festlegt.

Die Eigenschaften der Oberfläche lassen sich folglich durch eine geeignete Wahl der Endgruppen gezielt beeinflussen. Hierauf beruht die enorme Flexibilität, mit der SAMs für ver-

schiedene Zwecke eingesetzt werden können. Die Anwendungsmöglichkeiten reichen dabei von einer gezielten Einstellung der Benetzungseigenschaften über die Herstellung von Oberflächen mit bestimmten optoelektronischen Eigenschaften bis hin zur Biotechnologie, z.B. dem gelenkten Zellwachstum auf strukturierten SAM-Schichten [siehe Schreiber00 und die darin aufgeführte Literatur]. Der Bau komplexer Vielschichtsysteme ist ebenfalls denkbar.

Die Atomlithographie mit metastabilen Edelgasatomen stellt eine interessante Möglichkeit dar, um SAMs zu modifizieren und strukturieren und kann damit zu einem wichtigen Werkzeug für gezieltes Oberflächendesign entwickelt werden. Umgekehrt sind SAMs auch für die Atomlithographie von großer Bedeutung, da sie ein Resist darstellen, mit dem Lithographie bis in den Bereich weniger nm möglich wird.

Bei der Anwendung von SAMs in der Atomlithographie nutzt man aus, daß sich durch eine Bestrahlung der Monolage mit metastabilen Edelgasatomen die Benetzungseigenschaften der Oberfläche verändern lassen. Hierfür wird zunächst eine SAM-Schicht aus Molekülen hergestellt, welche eine CH_3 -Endgruppe besitzen. Diese Endgruppe bewirkt, daß die Oberfläche hydrophob ist, d.h. Wasser und damit auch wäßrige Ätzlösungen abweist. Nach der Bestrahlung mit Ne^* und anschließender Belüftung der Vakuumkammer ist die Oberfläche an den bestrahlten Stellen jedoch hydrophil. Denkbar ist z.B., daß die Endgruppen an den bestrahlten Stellen durch hydrophile Gruppen wie z.B. Hydroxyl- oder Carbonyl-Gruppen ersetzt sind. Die Oberfläche kann dort von wäßrigen Ätzlösungen angegriffen werden. In einem Ätzprozeß nach der Bestrahlung kann die chemische Veränderung der Oberfläche daher in einen topographischen Kontrast umgewandelt werden.

Alternativ dazu sind prinzipiell auch andere Prozesse denkbar, wie z.B. die Abscheidung weiterer Schichten auf der chemisch veränderten Oberfläche, welche sich dann gemäß der unterschiedlichen Benetzungseigenschaften separieren [vgl. Friebel00].

Einsatz von Dodecanthiol in der Atomlithographie

Struktur der Dodecanthiol-Monolage

Eines der im Rahmen dieser Arbeit für atomlithographische Zwecke benutzten SAM-Moleküle ist das Dodecanthiol, $\text{SH}-(\text{CH}_2)_{11}-\text{CH}_3$, welches auf goldbeschichteten Oberflächen aufwächst. Das Thiol/Gold-System ist auch in der Oberflächenphysik eingehend untersucht worden und stellt dort einen der Prototypen für SAMs dar.

Das Schwefelatom der Kopfgruppe bildet eine starke chemische Bindung mit der Goldoberfläche aus (127 kJ/mol im Falle des Dodecanthiol auf Au(111) [Lavrich98]) und sorgt damit für eine relativ große Stabilität der SAM-Schicht. Die van-der-Waals Wechselwirkung des Molekülgerüsts liegt in der Größenordnung von ca. 4 - 8 kJ/mol pro CH_2 -Gruppe und ist für die Ausrichtung der Moleküle untereinander verantwortlich. Die CH_3 -Endgruppe bewirkt, daß die Oberfläche hydrophob ist und sich somit wie oben beschrieben für die Atomlithographie mit Ne^* eignet.

Die konkrete Länge des Moleküles von 12 C-Atomen ist dabei so gewählt, daß die Moleküle einerseits lang genug sind, um gute SAM-Schichten auszubilden (SAMs sind aus Thiolen mit weniger als 9 C-Atomen wegen der dann nur geringen van-der-Waals Wechselwirkung zwischen benachbarten Molekülen nur schwer herstellbar) und um einen ausreichenden Ätzschutz zu bieten, andererseits aber nicht zu lang sind, so daß sie bei Bestrahlung mit Ne^* ihre Ätzschutzwirkung verlieren.

Auf Au(111)-Oberflächen bilden diese Moleküle ein $c(4 \times 2)$ Übergitter eines $(\sqrt{3} \cdot \sqrt{3}) R30^\circ$ Gitters aus (siehe Abbildung 2-3) [Schreiber00]. Dies entspricht einer Fläche von ungefähr 21.6 \AA^2 pro Molekül. Die Molekülachse steht bei einer voll ausgebildeten Monolage nicht exakt senkrecht, sondern ist um ca. 30° gegen die Senkrechte geneigt.

Die genaue Struktur der Monolage auf Au(001) ist recht komplex und wird derzeit in der Oberflächenphysik noch eingehend untersucht. Die Fläche pro Molekül beträgt auch hier ungefähr $20 - 22 \text{ \AA}^2$.

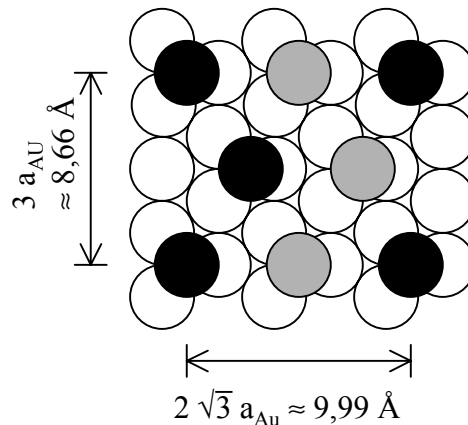


Abbildung 2-3: Struktur von Dodecanthiol (ausgefüllte Kreise) auf Au(111) (nicht ausgefüllte Kreise)

Substrate

Um eine möglichst gut charakterisierte Goldoberfläche zur Präparation dieser SAM-Schicht zu erhalten, wird für oberflächenphysikalische Untersuchungen meist ein Gold-Einkristall benutzt. Ein solcher Einkristall könnte auch zur Untersuchung prinzipieller Fragestellungen der Atomlithographie dienen, jedoch sind dünne Goldschichten, die auf Substraten wie Silizium oder Glas aufgebracht sind, für spätere Anwendungen interessanter. Ein solches Schichtsystem bietet zugleich Vorteile für einen an die Belichtung sich anschließenden Ätzprozeß: Während die SAM-Schicht nur einen begrenzten Ätzschutz für das Ätzen der Goldschicht darstellt, kann die strukturierte Goldschicht als viel effizientere Ätzmaske beim tiefen Ätzen in das darunterliegende Substrat dienen.

Der Goldätzprozeß ist ein naßchemischer isotroper Ätzprozeß, bei dem die erzeugten Strukturen sich genauso in die Breite wie in die Tiefe ausdehnen. Zur Erzielung möglichst kleiner Strukturbreiten ist es daher erforderlich, möglichst dünne Goldschichten zu verwenden. Dies stößt jedoch auf technische Schwierigkeiten, da Goldschichten dünner als $20 - 30 \text{ nm}$ nur schwer geschlossen herstellbar sind und eine große Körnigkeit besitzen. Durch die Dicke der Goldschicht ist letztendlich die Auflösung, die mit diesem Resistschema erzielt werden kann, prinzipiell begrenzt.

Die dünnen Goldschichten werden durch Aufdampfen hergestellt. Da Goldschichten auf Si oder Glas nicht gut haften, wird typischerweise noch eine ca. $4 - 8 \text{ nm}$ dünne Haftvermitt-

lungsschicht (meist aus Cr oder Ti) zwischen Goldschicht und Substrat benutzt. Die Struktur der nach dem Aufdampfen erhaltenen Oberfläche hängt von vielen Parametern ab, wie z.B. der Substrattemperatur während des Aufdampfens und generell dem genauen Verlauf des Aufdampfprozesses.

Da für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente keine eigene Aufdampfanlage zur Verfügung stand, wurden die goldbeschichteten Substrate von externen Firmen gekauft. Zum Einsatz kamen verschiedene Substrate der Firma Siegert TFT, bestehend aus Si-Wafern bedampft mit einer dünnen Cr-Schicht und einer ca. 27 nm dicken Au-Schicht, sowie goldbeschichtete Glassubstrate der Firma MHS.

Ein typischer, $1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ großer AFM-Scan einer solchen Goldoberfläche, die von der Firma Siegert TFT hergestellt worden war, ist in Abbildung 2-4 gezeigt. Die Substrattemperatur während des Aufdampfens betrug $50\text{ }^\circ\text{C}$. Die Körnigkeit der Oberfläche ist gut zu erkennen. Die rms-Rauhigkeit, gemessen auf einer Fläche von $1\mu\text{m}^2$, beträgt 4.1 \AA . Die Körner haben einen typischen Durchmesser von ca. 50 nm und eine Höhe von bis zu 20 \AA .

Bei einer zweiten Probe derselben Firma, die bei einer Substrattemperatur von $300\text{ }^\circ\text{C}$ hergestellt worden war, beträgt die rms-Rauhigkeit (gemessen ebenfalls auf einer Fläche von $1\mu\text{m}^2$) ca. 30 \AA und es kommen Korngrößen bis zu einem Durchmesser von 200 nm und Höhen von 100 \AA vor. Dies verdeutlicht, wie sehr die Oberflächenbeschaffenheit der Proben von dem genauen Bedampfungsprotokoll abhängt.

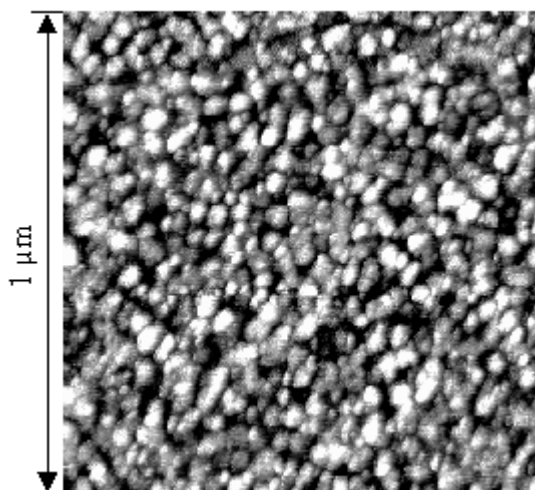


Abbildung 2-4: $1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ großer AFM-Scan einer aufgedampften Goldoberfläche

Diese Körnigkeit ist eine grundsätzliche Eigenschaft der benutzten dünnen Goldoberflächen auf Silizium [Laibinis98]. Wie die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit zeigen (vgl. Abbildung 2-11), scheint sich diese Körnigkeit insbesondere auf die erzielbare Kantenrauigkeit der erzeugten Strukturen auszuwirken. Eine mögliche Ursache hierfür ist, daß die Korngrenzen zugleich auch Domänengrenzen der SAM-Schicht darstellen, an denen die SAM-Schicht bevorzugt durch die Ätzlösung angegriffen werden kann.

Große, atomar flache Goldterrassen lassen sich beispielsweise durch Aufdampfen von Gold auf Glimmer bei Temperaturen zwischen $250 - 450\text{ }^\circ\text{C}$ erzielen [Laibinis98]. Der Durchmesser der Goldterrassen auf solchen Substraten beträgt bis zu $0.2\mu\text{m}$.

Aufgrund der technologischen Bedeutung von Nanostrukturen in Silizium wurden im Rahmen dieser Arbeit dennoch Goldschichten auf Silizium verwendet. Trotz ihrer Körnigkeit waren sie für viele atomlithographische Experimente gut geeignet.

Substratreinigung

Die Abscheidung der Moleküle auf der Oberfläche kann entweder aus einer Lösung oder in einer Vakuumkammer aus der Gasphase erfolgen. Für die vorliegende Arbeit wurde die naßchemische Präparation gewählt. Hierzu wird das Substrat für 16 bis 24 h gemäß dem weiter unten beschriebenen Verfahren in eine Lösung von Dodecanthiol in Ethanol getaucht. Anfängliche Versuche, auf diese Weise eine SAM-Schicht zu präparieren, blieben jedoch erfolglos, da es sich bei den vorhandenen Substraten nicht um frisch aufgedampfte Goldschichten handelte, sondern um Schichten, die einige Tage während des Transportes und der Lagerung bis zur endgültigen Verwendung einer Luftatmosphäre ausgesetzt waren. Es stellte sich jedoch heraus, daß eine erfolgreiche Schichtabscheidung möglich ist, wenn die Substrate direkt vor dem Eintauchen in die Dodecanthiollösung naßchemisch gereinigt werden.

Zur naßchemischen Reinigung der Oberflächen wurde die sogenannte Piranha-Lösung benutzt, die in der Halbleiterfertigung vielfach verwendet wird [siehe z.B. Kern93]. Es handelt sich hierbei um eine Mischung aus 30 vol% Wasserstoffperoxid (H_2O_2 30%ig) und 70 vol% konzentrierter Schwefelsäure (H_2SO_4 96%ig). Die Lösung heizt sich beim Mischen stark auf und wird zur Substratreinigung bei einer Temperatur von ca. 80 °C verwendet.

Piranha-Lösung ist ein extrem starkes Oxidationsmittel, das organische Verunreinigungen auf den Oberflächen beseitigt. Aufgrund der Heftigkeit der Reaktion mit organischem Material sollte Piranha-Lösung stets mit äußerster Vorsicht gehandhabt werden. Sie sollte nur in kleinen Mengen und bei entsprechenden Sicherheitsvorkehrungen, insbesondere Gesichtsschutz, angesetzt werden. Da sich beim Mischen die Lösung stark aufheizt, ist bei der Auswahl der Glasgefäße auf eine entsprechende Festigkeit zu achten (z.B. Duranglas), damit diese nicht bei der plötzlichen Erhitzung zerspringen. Falls Proben vor der Reinigung anderen Vorbereitungsschritten, wie z.B. dem Abspritzen mit H_2O zur Entfernung grober Krümel an einer Bruchkante, unterzogen werden, ist darauf zu achten, daß die Proben vor dem Eintauchen in die Piranha-Lösung absolut trocken sind.

Zur Reinigung der Goldoberflächen erwies sich je nach Alter bzw. Verschmutzungsgrad der Proben eine kurze Reinigungsdauer von 3 - 5 min als ausreichend. Mit so gereinigten Oberflächen konnten zuverlässig und reproduzierbar SAM-Schichten hergestellt werden. Die Wirkung der Piranha-Lösung auf die Goldoberfläche war jedoch je nach Aufdampfprotokoll stark unterschiedlich. Die bei einer Substrattemperatur von 50°C aufgedampften Goldschichten der Firma Siebert TFT wurden im Gegensatz zu den bei 300°C aufgedampften Schichten stark angegriffen und sogar in größeren Stücken von dem Silizium-Substrat abgelöst.

Besonders gute Ergebnisse wurden mit den von der Firma MHS gelieferten goldbeschichteten Glassubstraten (Goldschichtdicke 30 nm) erzielt. Eine genaue Untersuchung der Proben vor bzw. nach der Piranha-Behandlung zeigte hier eine interessante Veränderung der Oberfläche (siehe Abbildung 2-5): Vor der Behandlung war die Oberfläche von vielen ca. 2 bis 4 nm hohen Goldkörnern mit einem Durchmesser in der Größenordnung von 50 nm bedeckt und ähnelt damit den anderen Goldproben. Bereits nach einer kurzen, 1.5 minütigen Behandlung mit Pirnahalösung zeigte die Oberfläche jedoch ein drastische verändertes Aussehen: Der AFM-Scan zeigt viele glatte, terrassenartige Flächen, die meist einen Durchmesser größer als 300 nm besitzen. Anscheinend werden hier durch die Piranha-Behandlung Körner entfernt und darunterliegende, terrassenartige frische Goldschichten freigelegt.

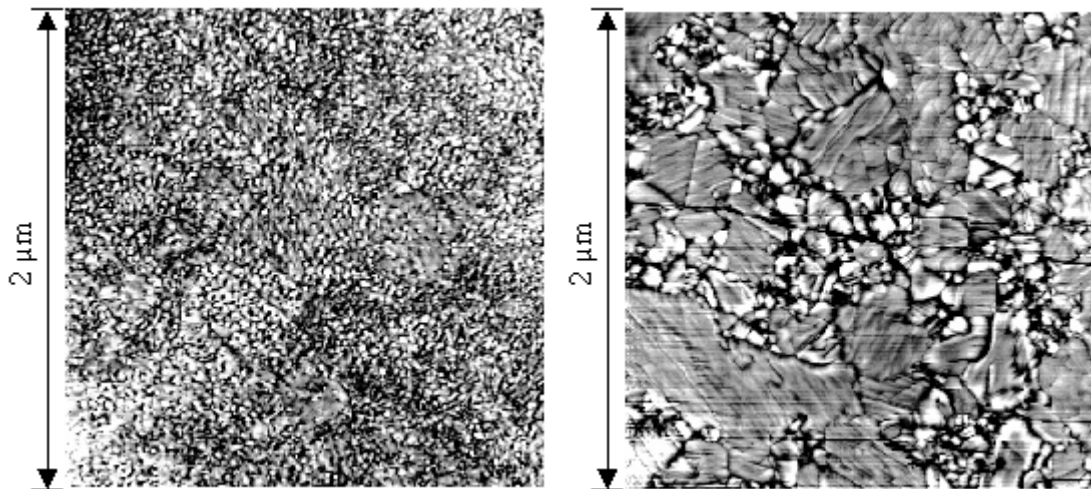


Abbildung 2-5: AFM-Scan eines goldbeschichteten Glassubstrates vor (links) bzw. nach (rechts) Reinigung mit Piranha-Lösung

Als alternative Reinigungsmethode, die ohne naßchemische Prozesse auskommt, wird in der Literatur verschiedentlich die UV/Ozon-Reinigung beschrieben [Vig85, Ron98]. Gemäß dem in [Ron98] beschriebenen Vorgehen besteht das Verfahren aus zwei Schritten:

Zunächst wird die Oberfläche für ca. 10 min speziellem UV-Licht ausgesetzt. Das UV-Licht wird von einer Hg-Dampfampe erzeugt, die Licht sowohl bei einer Wellenlänge von 254 nm als auch bei 185 nm abstrahlt. Das Vorhandensein beider Wellenlängen ist für die Effizienz des Verfahrens nötig, da sie verschiedene Aufgaben erfüllen: Licht bei einer Wellenlänge von 185 nm erzeugt Ozon aus dem Sauerstoff der Luft, wohingegen Licht bei 254 nm die organischen Adsorbate auf der Oberfläche anregt und sie aktiviert, so daß sie vom Ozon dann zu flüchtigen Bestandteilen wie z.B. H_2O oder CO_2 zersetzt werden können.

Da bei der UV/Ozon-Behandlung auch die Goldoberfläche oxidiert wird, wird in einem anschließenden zweiten Schritt die Oberfläche für ca. 20 min in Ethanol getaucht. Das Ethanol wird dabei zu Acetaldehyd oxidiert und das Goldoxid zu Gold reduziert.

Um dieses Verfahren zu testen, wurde ein kleiner UV/Ozon-Ofen aufgebaut. Zur Ozonerzeugung diente eine UV-Lampe der Firma UVP, die in ein geschlossenes, mit speziellen Reflektorblechen ausgekleidetes Gehäuse eingebaut wurde. Aufgrund des entstehenden Ozons wurden alle damit unternommenen Versuche unter einem Chemieabzug durchgeführt.

Obgleich es durch die Ozonbehandlung zu einer starken Änderung der Benetzungseigenschaften kam - die Proben waren wie für eine Goldoxidschicht erwartet und wie in [Ron98] geschildert nach dem UV/Ozon-Schritt stark hydrophil - waren Versuche, auf so gereinigten Oberflächen eine Dodecanthiolschicht aufwachsen zu lassen, jedoch nicht erfolgreich. Als Kriterium für erfolgreiches SAM-Wachstum diente dabei - wie im nächsten Abschnitt beschrieben - sowohl die Autophobizität als auch die Kontaktwinkelmessungen nach mehrstündiger Abscheidungszeit.

Eventuell ist für dieses Reinigungsverfahren eine bessere Abstimmung der Länge des Ethanol-Schrittes auf die Länge oder Intensität der UV-Behandlung nötig. Ausführlichere Testreihen wurden im Rahmen dieser Arbeit dazu nicht unternommen, da mit dem Piranha-Reinigungsprozeß ein zuverlässiges Verfahren zur Verfügung stand und zugleich die Anzahl der vorhandenen Goldproben begrenzt war.

Abscheidung einer Dodecanthiol-Monolage

Generell können SAM-Schichten auf verschiedene Weisen präpariert werden. Für die vorliegende Arbeit wurde eine naßchemische Abscheidung aus einer 1 mMol Lösung von Dodecanthiol in Ethanol gewählt. Bei hinreichender Sauberkeit der verwendeten Gefäße und Chemikalien waren damit für die Atomlithographie geeignete SAM-Schichten herstellbar.

Als Lösungsmittel wurde 99,9 %iges Ethanol (Ethanol absolut, p.a.) der Firma Riedel-de Haen verwendet. 98%iges Dodecanthiol (1-Dodecylmercaptan) wurde von der Firma Sigma Aldrich bezogen. Die Chemikalien wurden wie geliefert verwendet und keinen weiteren Reinigungsschritten unterzogen. Zur Anfertigung der Lösung wurden 20 μ L Dodecanthiol mit einer Mikroliterpipette abgemessen und unter anfänglichem Umrühren mit einem teflonbeschichteten Magnetrührer zu ca. 83 mL Ethanol gegeben. Dodecanthiol ist bei Zimmertemperatur eine farblose Flüssigkeit mit einer Dichte von 0,845 g/cm³ und einem Formelgewicht von 202,4 u.

Die Lösung wurde für jede SAM-Abscheidung frisch in einem Polypropylen-Gefäß angesetzt. In der Anfangsphase der Experimente wurden auch Glasgefäße verwendet, es wurden damit jedoch keine guten Ergebnisse erzielt. Aufgrund der vielfältigen mit der SAM-Präparation verbundenen Parameter können die schlechteren anfänglichen Ergebnisse nicht eindeutig auf die Verwendung von Glasgefäßen zurückgeführt werden, doch wird auch in [Nuzzo87] dieselbe Erfahrung geschildert.

Nach der Anfertigung der Lösung wurden die Goldoberflächen gemäß dem oben beschriebenen Verfahren gereinigt und für ca. 16 - 24 h in die Lösung gelegt. Anschließend wurden die Proben aus der Lösung genommen, kurz mit Ethanol abgespritzt und waren dann für die lithographischen Experimente vorbereitet.

Da der Prozeßablauf eines atomlithographischen Experimentes verschiedene Schritte wie Probenreinigung, SAM-Abscheidung, Bestrahlung mit Ne* , naßchemisches Ätzen und Untersuchung mittels Rastersondenmikroskopie umfaßt, war es insbesondere für die anfängliche Etablierung der einzelnen Verfahrensschritte nötig, Kriterien zu finden, die Aufschluß über den Erfolg der einzelnen Teilschritte geben.

Für eine erfolgreiche SAM-Präparation erwiesen sich insbesondere die Autophobizität der SAM-Oberflächen sowie Kontaktwinkelproben als sehr hilfreich:

Autophobizität bedeutet, daß die SAM-Schicht auf der Oberfläche das Lösungsmittel, aus dem die Moleküle abgeschieden wurden, zurückdrängt. Werden die Proben nach erfolgreichem SAM-Wachstum aus der Lösung herausgenommen, zieht sich das Ethanol also fast instantan von der Oberfläche zurück und die Proben sind trocken. Im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurde die Erfahrung gemacht, daß dieser Effekt bei guten Proben bereits nach sehr kurzen Eintauchzeiten im Bereich von wenigen Sekunden eintritt. Wird also eine gereinigte Goldoberfläche für nur ca. 5 sek in eine SAM-Lösung gehalten und anschließend herausgezogen, muß sie instantan trocken sein. Auf Proben, die dieses Verhalten erst nach ca. 30 sek Eintauchzeit zeigten, konnten ebenfalls SAM-Schichten abgeschieden werden, da die SAM-Moleküle aufgrund der starken Gold-Schwefel-Bindung die Möglichkeit haben, einige adsorbierte Oberflächenverunreinigungen zu verdrängen. Waren die Proben jedoch nach ca. 30 sek noch nicht autophob, so ließ sich auch nach mehrstündiger Eintauchzeit kein SAM-Wachstum feststellen. In allen untersuchten Fällen konnte dies auf ungenügende Sauberkeit der Oberflächen zurückgeführt werden. Eine mangelnde Qualität der ange-

fertigen Lösung konnte jeweils ausgeschlossen werden, da saubere Proben mit derselben Lösung SAM-Wachstum zeigten, mit der andere Proben nicht autophob wurden.

Die Autophobizität ist also ein hilfreiches Kriterium, da sie bereits vor der mehrstündigen Abscheidungszeit Hinweise auf erfolgreiches SAM-Wachstum gibt.

Die Qualität einer fertigen Monolage ließ sich nach der Abscheidung mittels Kontaktwinkelmessungen mit H_2O untersuchen. Hierzu wurde ein kleiner Wassertropfen auf die Oberfläche gesetzt und der Winkel, den der Tropfenrand mit der Oberfläche bildet, vermessen (siehe Abbildung 2-6). Da bei einer fertigen SAM-Schicht unpolare CH_3 -Endgruppen die äußere Atomlage bilden, sind diese Oberflächen hydrophob, was einen großen Kontaktwinkel bewirkt. Für genaue Kontaktwinkelmessungen existieren spezielle Mikroskope, sog. Kontaktwinkel-Goniometer, und es ist auf verschiedene Details zu achten, z.B. ob die Messung bei einem sich ausbreitenden oder sich zusammenziehenden Tropfen erfolgt. Da im Rahmen dieser Arbeit kein Kontaktwinkel-Goniometer verfügbar war, wurde jeweils nur eine grobe Abschätzung des Kontaktwinkels vorgenommen, die aber vielfach bereits aussagekräftig genug war.

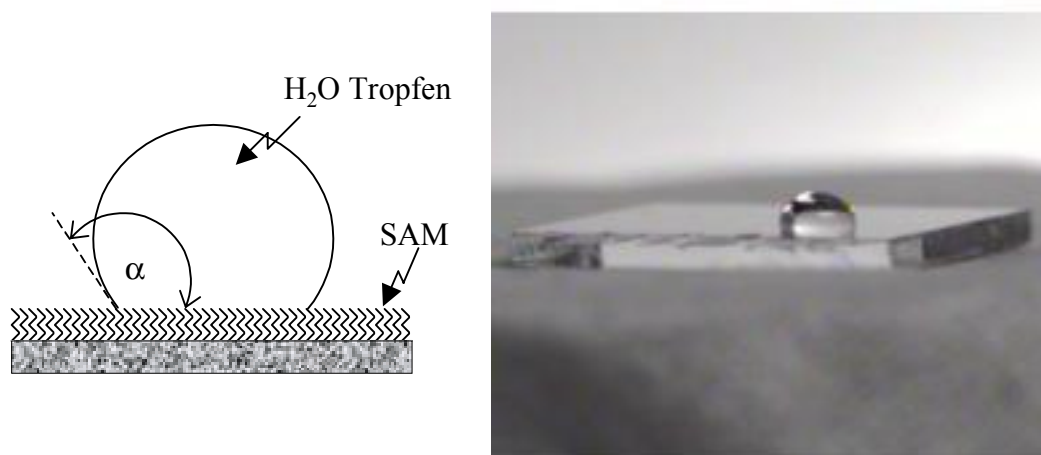


Abbildung 2-6: Kontaktwinkel. Links: Definition des Kontaktwinkels α , rechts: Foto eines Wassertropfens auf einer hydrophoben SAM-Oberfläche

Konkret beträgt der Literaturwert für den Kontaktwinkel von H_2O auf einer guten Dodecanthiolschicht, die auf frisch aufgedampften Goldschicht aufgewachsen ist, ca. 110° [Schreiber00]. Bei mit Piranha-Lösung gereinigten Goldschichten kann der Kontaktwinkel geringfügig niedriger ausfallen [Ulman91].

*Bestrahlung mit Ne^**

Zur Untersuchung der Wechselwirkung von Ne^* mit verschiedenen Resistarten bei verschiedenen Belichtungszeiten wurden die Proben zunächst in einem kurzen Abstand von 20 cm hinter eine Quelle metastabiler Ne^* Atome montiert. Bei der Quelle handelte es sich um eine Überschallexpansion von Neon, durch die eine elektrische Gleichstromentladung brannte. In der Gleichstromentladung wurden die Atome durch Stöße mit Elektronen aus dem Grundzustand in den metastabilen Zustand angeregt. Die Quelle erzeugte einen Fluß von ca. $8 \cdot 10^{15}$ Atome/sr·sec [Salewski99].

Diese experimentelle Anordnung entsprach damit einem Aufbau, wie er ähnlich bei anderen in der Literatur veröffentlichten Experimenten mit metastabilen Edelgasatomen benutzt wurde [Nowak96, Bard97, Lu98]. Dies ermöglichte dann einen Vergleich z.B. der ermittelten Resistempfindlichkeiten in Abhängigkeit der benutzten Elemente, wie weiter unten beschrieben wird. Um die Manipulation von Atomen mit Lichtkräften zu untersuchen und deren Einsatz in der Atomlithographie zu demonstrieren, wurde in späteren Experimenten jedoch der in Abbildung 2-50 gezeigte erweiterte Aufbau verwendet.

Ätzprozeß

Eine Bestrahlung der Dodecanthiol-Schicht mit Ne^* führt zu einer drastischen Änderung der Benetzungseigenschaften: die anfänglich stark hydrophobe Oberfläche wird an den bestrahlten Stellen hydrophiler. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß entweder die unpolare CH_3 -Endgruppe der SAM-Moleküle im Zuge der Bestrahlung und der anschließenden Belüftung der Kammer durch polare Gruppen wie Aldehyd- oder Hydroxyl-Gruppen ersetzt wird, oder daß bei fortgesetzter Bestrahlung die SAM-Moleküle aufgebrochen oder ganz von der Oberfläche abgelöst werden.

Der Effekt läßt sich bereits mit einfachen Mitteln deutlich feststellen: Abbildung 2-7 zeigt eine Probe, vor die zur Strukturgebung ein feinmaschiges Netzchen (2000 mesh) in den Strahl montiert wurde, so daß bestrahlte Stellen (die Netzchenöffnungen) voneinander durch unbestrahlte Stellen (unter den Netzchenstegen) abgetrennt sind. Wird diese Probe nach Bestrahlung mit einer Dosis von wenigen Ne^* pro SAM-Molekül angehaucht oder an Luft abgekühlt, so kondensieren kleine Wassertröpfchen gemäß dem Bestrahlungsmuster auf der Oberfläche, wie in der lichtmikroskopischen Aufnahme zu sehen ist. Die obere Hälfte des Bildes zeigt dabei einen großflächig unbestrahlten Bereich, der vom breiten Netzchenrand abgedeckt wurde, während die untere Hälfte einen Ausschnitt des eigentlichen Netzchenbereiches zeigt.

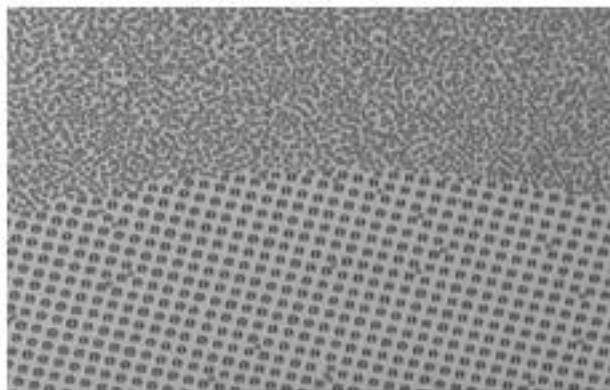


Abbildung 2-7: Änderung des Benetzungsverhaltens einer Dodecanthiolschicht durch Bestrahlung mit Ne^*

Um diesen Benetzungskontrast in einen Topographiekontrast umzuwandeln, können naß-chemische, auf wäßrigen Lösungen beruhende Ätzprozesse verwendet werden [Kumar94]. Die im Rahmen dieser Arbeit benutzte, von G. Whitesides entwickelte Ätzlösung besaß folgende Zusammensetzung:

1 M KOH
 0,1 M $\text{K}_2\text{S}_2\text{O}_3$
 0,01 M $\text{K}_3\text{Fe}(\text{CN})_6$
 0,001 M $\text{K}_4\text{Fe}(\text{CN})_6$,

gelöst in destilliertem Wasser. Ihre Wirkung beruht darauf, daß sich die Thiosulfationen als Liganden an die Goldoberfläche anlagern und dadurch deren Oxidationspotential erniedrigen. Das Kaliumhexacyanoferrat kann dann, obgleich es nur ein relativ mildes Oxidationsmittel ist, das Gold oxidieren und lösen.

Die Ätzlösung wurde vor jedem Ätzvorgang frisch angesetzt. Für eine 30 nm dünne Goldschicht erwies sich eine Ätzdauer von 12 min als ausreichend.

Oberflächenuntersuchung mit einem AFM

Zur Probenuntersuchung wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Rasterkraftmikroskop (AFM - atomic force microscope) vom Typ Autoprobe CP der Firma Park Scientific erstmalig in dieser Arbeitsgruppe in Betrieb genommen.

Das AFM verfügte über eine Vielzahl möglicher Scan-Modi (Kontakt-Modus, Non-Kontakt-Modus, Intermittant-Kontakt-Modus) und war damit für die verschiedenen anfallenden Meßaufgaben gut geeignet. Hierzu gehörten z.B. die Untersuchung von Goldoberflächen, die Untersuchung geätzter Oberflächen mit Topographiekontrasten bis zu einem μm oder die Untersuchung sehr weicher SAM-Schichten mit einem Höhenkontrast von wenigen \AA .

Das Gerät zeichnete sich ferner dadurch aus, daß es ohne Austausch des Scanners sowohl einen relativ großen Scanbereich von $100 \mu\text{m} \cdot 100 \mu\text{m}$ zuließ, als auch bei kleineren Scan-Bereichen fast-atomare Auflösung ermöglichte (auf geeignet gewählten Proben wie z.B. Glimmer waren auch atomare Periodizitäten sichtbar).

Mittels eines Auflichtmikroskopes konnte die Spitze auf ca. $10 \mu\text{m}$ genau über der Probenoberfläche positioniert werden. Feinere Positionierungen waren durch Einstellung eines Scan-Offsets möglich. Da die Scanvorrichtung eine Hardware-Linearisierung besaß, kam es trotz der Verwendung eines Piezoscanners nicht zu sonst üblichen Drifts bei einer Neupositionierung.

Das AFM war für eine Untersuchung von Proben an der Luftatmosphäre konzipiert. Die im Rahmen der Atomlithographie untersuchten Proben zeichneten sich jedoch z.T. durch eine starke räumliche Variation der Benetzungseigenschaften aus. Um den Einfluß von adsorbierten Wasserspuren auf den gemessenen Höhenkontrast möglichst gering zu halten, wurde deshalb für empfindliche Messungen eine Schutzgasatmosphäre verwendet. Hierfür erwies sich bereits eine einfache Plastikverkleidung des AFMs, die an eine N_2 -Leitung angeschlossen war, als ausreichend.

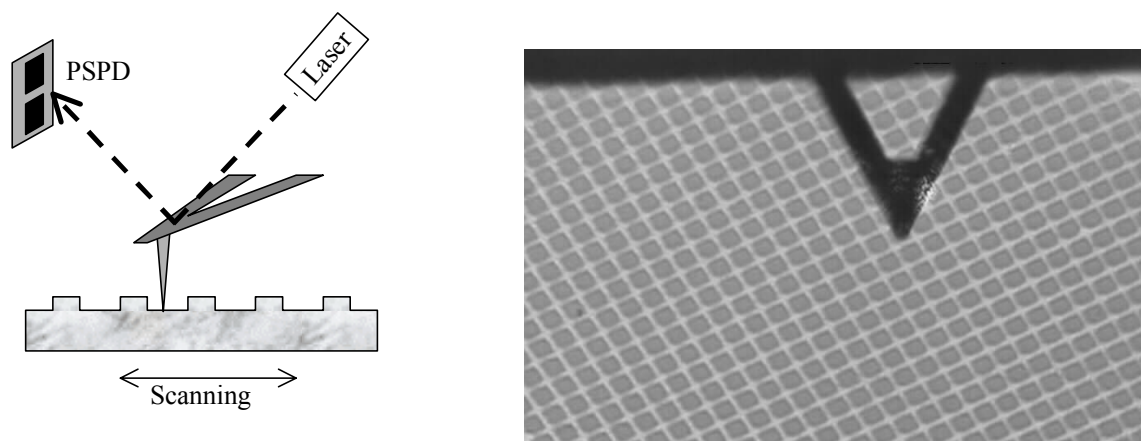


Abbildung 2-8: Links: Prinzip eines AFMs. PSPD: position sensitive photo detector.
Rechts: Foto des Cantilevers, unter dem sich die Spitze befindet

Zahlreiche Erfahrungen, die im Zuge der Inbetriebnahme des AFMs und bei der Untersuchung verschiedenster Proben im Rahmen dieser Arbeit gemacht wurden, finden sich in [Salewski99] zusammengestellt.

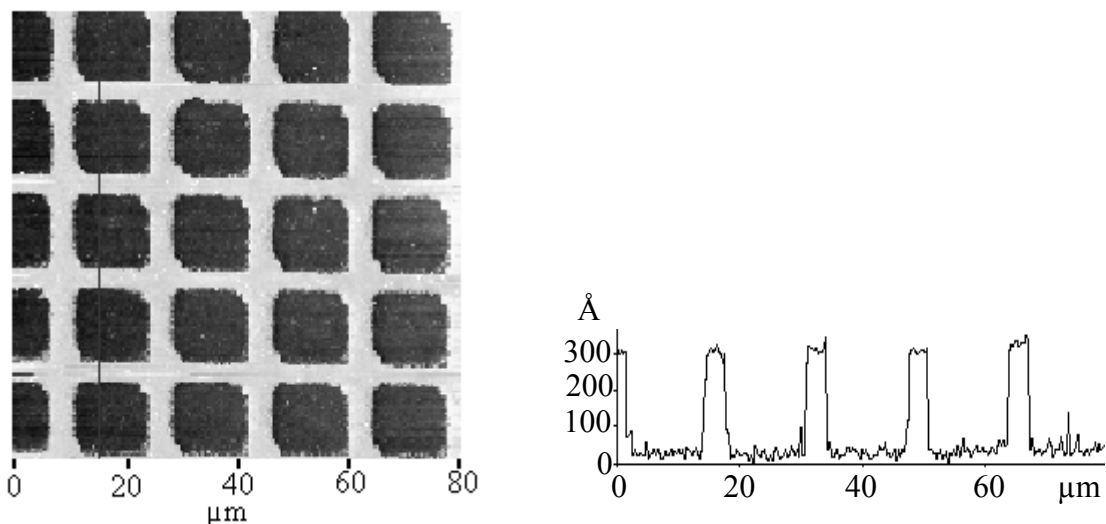
Proximity Printing mit Dodecanthiol

Zur Untersuchung der Wirkung von metastabilen Neonatomen auf Dodecanthiol wurden nach dem oben beschriebenen Verfahren Proben präpariert, dann im Proximity-Modus bestrahlt, geätzt und anschließend mit dem AFM untersucht. Als Maske kamen verschiedene Gold- und Nickelnetzchen zum Einsatz.

Das Ergebnis eines solchen Experimentes ist in Abbildung 2-9 gezeigt. Die Belichtungszeit betrug hier 20 min. Die linke Abbildung zeigt einen $80\ \mu\text{m} \cdot 80\ \mu\text{m}$ großen Scan der geätzten Probe, die rechte einen einzelnen Linescan. Die Aufnahmen demonstrieren, daß bei der gewählten Bestrahlungszeit eine hinreichende Schädigung der SAM-Schicht stattfindet: die bestrahlten Gebiete wurden durch den Ätzprozess vollkommen entfernt. Die Äztiefe betrug 30 nm und entsprach damit der Dicke der Goldschicht.

Die unbestrahlten Stegbereiche hingegen wurden von der Ätzlösung nicht angegriffen. Die DDT-Schicht stellt demzufolge einen ausreichenden Ätzschutz für die zwölfminütige Ätzprozedur dar, obwohl es sich bei ihr nur um eine einzige Monolage handelt. Dies belegt den hohen Ordnungsgrad der Schicht.

Prinzipiell kann die strukturierte Goldschicht ihrerseits nun als viel robustere Maske dienen, um in das Si-Substrat tiefe Strukturen zu ätzen. Dieses "Zweischichtsystem" bestehend aus SAM- und Goldschicht erlaubt damit das Erzeugen viel tieferer Ätzstrukturen, als dies mit der SAM-Schicht alleine möglich wäre.



**Abbildung 2-9: AFM-Scan nach 20 min Bestrahlung und 12 min Ätzdauer.
Links: $80\ \mu\text{m} \times 80\ \mu\text{m}$ Scan. Rechts: einzelne Scanzeile.**

Neben dem erzielbaren Ätzkontrast ist auch die Kantensteilheit der erzeugten Strukturen von Bedeutung, da sie die minimale Auflösung, die mit dem Resist erzielt werden kann, mitbestimmt. Zur Untersuchung der Kantensteilheit zeigt Abbildung 2-10 einen $0.9\ \mu\text{m}$ langen Linescan über eine Stegkante. Die beiden senkrechten Striche markieren einen Bereich, in dem die Scanlinien mit einem Winkel von $\arctan(207 / 215) \approx 43.9^\circ$ ansteigt.

Diese Kantensteilheit ist durch den Goldätzprozeß bedingt: Es handelt sich hierbei um einen isotropen Ätzprozeß, der mit gleicher Geschwindigkeit sowohl in die Tiefe als auch seitlich voranschreitet.

Zur genaueren Untersuchung der Kantensteilheit wären insbesondere zusätzliche Aufnahmen mit einem Rasterelektronenmikroskop aufschlußreich.

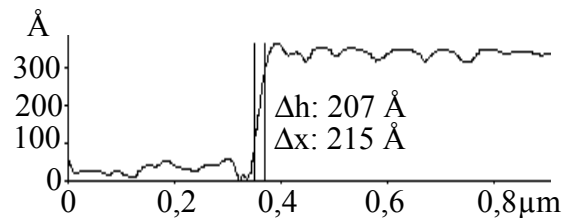


Abbildung 2-10: Linescan über eine Stegkante

Abbildung 2-10 zeigt eine einzelne Scanzeile und gibt damit Aufschluß über die erzielbare Kantensteilheit. Eine weitere wichtige Eigenschaft ist jedoch auch die Kantenrauigkeit, die erst bei der Analyse eines ganzen Scanbildes wie in Abbildung 2-11 sichtbar wird. Beim Proximity-Printing eines Netzchens wird die Kantenrauigkeit zunächst bestimmt durch die Genauigkeit, mit der die Vorlage gefertigt ist. In Abbildung 2-11 ist jedoch auch eine deutliche Körnigkeit der Kante zu erkennen, die der Körnigkeit einer goldbeschichteten Silizium-Oberfläche ähnelt. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, daß die Körnigkeit der Goldoberfläche zugleich die maximale Domänengröße innerhalb der geordneten SAM-Schicht beschränkt. Die Domänengrenzen sind Bereiche, in denen die Schicht nur einen geringeren Ätzschutz bieten kann, so daß die Domänengrenzen als Konturen erscheinen.

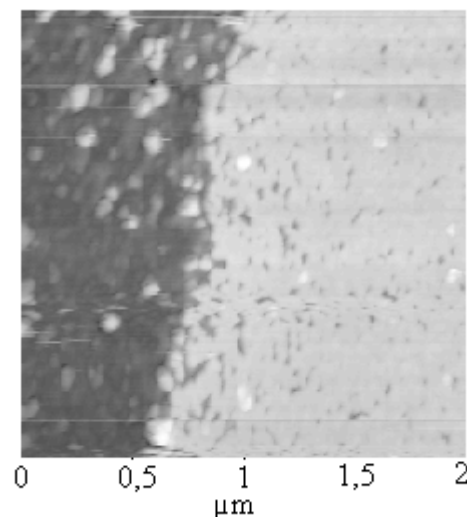
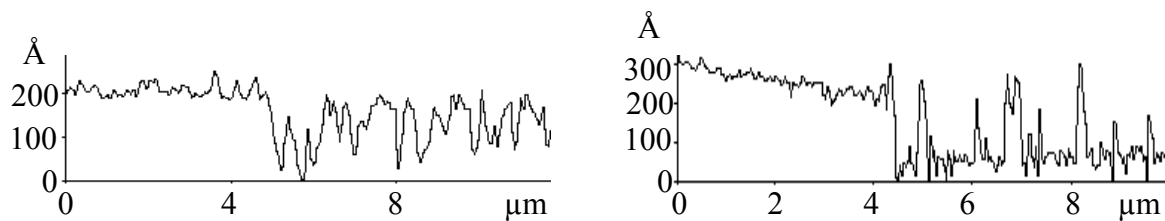


Abbildung 2-11: kleiner AFM-Scan über Stegkante

Nur nach ausreichender Bestrahlungsdosis wird ein bestrahltes Gebiet vollkommen durch den anschließenden Ätzprozeß entfernt. Zur Bestimmung der benötigten minimalen Dosis wurde daher eine Meßreihe mit verschiedenen Bestrahlungsdauern aufgenommen. Zwei der so erhaltenen Linescans für eine Bestrahlungsdauer von 4 min bzw. 6 min und nach anschließen-

dem 12 minütigen Ätzen sind in Abbildung 2-12 dargestellt. Bereits nach 4 min Bestrahlung ist ein deutlicher Effekt zu erkennen: Während die bei der Bestrahlung vom Netzchensteg geschützte SAM-Schicht (linker Bildteil) keine Ätzspuren aufweist und somit die Ätzresistenz der Schicht auf der Probe belegt, zeigt das bestrahlte Gebiet (rechter Bildteil) einzelne Ätzgruben. Die Ätzgruben sind voneinander durch Bereiche getrennt, die genauso hoch sind wie die ungeätzten Stegbereiche. Die stehen gebliebenen Gebiete sind demzufolge nicht auf einen unzureichenden Ätzprozeß, sondern auf unzureichende Belichtung zurückzuführen. Die 6 min bestrahlte Probe zeigt im Vergleich, daß ein deutlich größerer Anteil des bestrahlten Gebietes weggeätzt wurde. Die stehen gebliebenen Gebiete sind wiederum so hoch wie der ungeätzte Bereich. Der scheinbare Abfall der Oberfläche im linken Bildteil ist lediglich ein Artefakt dieses Scans und ohne physikalische Bedeutung.



**Abbildung 2-12: Linescans nach nicht ausreichender Bestrahlungsdosis und 12 min Ätzen.
Links: 4 min Bestrahlung. Rechts: 6 min Bestrahlung.**

Zur Angabe der benötigten Dosis bietet es sich an, als Einheit die Anzahl der auf die Probe auftreffenden Ne^* -Atome geteilt durch die Anzahl der auf der jeweiligen Fläche befindlichen SAM-Moleküle zu wählen. Die Fläche eines SAM-Moleküles kann dabei zu etwa 21 \AA^2 angenommen werden. Die Bestimmung des Quellflusses erfolgte mit Hilfe eines Elektrometers, welches den aus einer gesandstrahlten Edelstahlplatte bei Bestrahlung ausgelösten Strom mißt. Dabei zeigte sich auch, daß die benutzte Quelle im Laufe einer Betriebsdauer von ca. einem Jahr sehr deutliche Abnutzungserscheinungen und, damit verbunden, einen Flußverlust zeigte, so daß ein Vergleich von Bestrahlungszeiten nur bei zeitlich nahe beieinanderliegenden Bestrahlungen aussagekräftig ist.

Im Rahmen einer ausführlichen Meßreihe mit über 25 Proben konnte, unter Berücksichtigung eines kleinen, aber nicht zu vernachlässigenden Effektes des im Strahl vorhandenen UV-Untergrundes, gezeigt werden, daß in dieser Meßanordnung eine Dosis von ca. 5 bis 10 Ne^* pro SAM-Molekül ("Monolagen") für ein vollständiges Ätzen der bestrahlten Gebiete ausreichend war [Salewski99, Engels99].

Dies stellt ein wichtiges Ergebnis dar, welches die bisher in der Literatur veröffentlichten und kontrovers diskutierten Werte für He^* und Ar^* um den entsprechenden Wert für Ne^* ergänzt. Die von verschiedenen Gruppen für He^* und Ar^* veröffentlichten Dosen weichen deutlich voneinander ab und betragen für He^* 0.3 [Nowak96], 1.2 bis 4.8 [Lu98] bzw. 3.4 [Bard97] Monolagen und für Ar^* 50 Monolagen [Bard97]. Die Effizienz nimmt also vom He^* zum Ar^* hin ab. Qualitativ ist dieses Verhalten zu erwarten, denn die innere Energie der Atome nimmt ebenfalls in dieser Reihenfolge ab (He^* : 19,8 eV, Ne^* : 16,2 eV, Ar^* : 11,6 eV [Metcalf99]). Auffällig ist jedoch insbesondere die hohe Dosis, die bei Ar^* benötigt wird. Sie ist ca. zehnmal höher, als es der inneren Energie entspricht. Dies deutet darauf hin, daß hier eventuell ein anderer Abregungsmechanismus stattfindet.

Metastabiles Neon ist also um einen Faktor 5 bis 10 effizienter als Argon und um einen Faktor zwei weniger effizient als He^* . Gegenüber dem He^* besitzt Ne^* aber vor allem im Hinblick auf atomoptische Elemente den bedeutsamen Vorteil, daß bei Ne^* ein sogenannter

"Quenchübergang" existiert. Wie im Rahmen dieser Arbeit noch eingehend diskutiert wird, ergeben sich gerade daraus vielfältige Möglichkeiten zur Atomstrahlstrukturierung.

Abschließende Bewertung

Die von Dodecanthiol-Molekülen gebildete SAM-Schicht stellt in der Oberflächenphysik den herausragenden Prototypen einer SAM-Schicht dar. Sie beruht auf der spezifischen starken Schwefel-Gold-Bindung und ist relativ reproduzierbar herzustellen, wenn geeignete Goldsubstrate vorhanden sind.

In der Atomlithographie bestimmt die Dicke der Goldschicht das theoretische Auflösungsvermögen des Resists, da der nach einer Bestrahlung erfolgende Ätzschritt isotrop verläuft, d.h. ein Ätzgraben wächst genauso in die Breite wie in die Tiefe. Dünne Goldschichten auf technologisch relevantem Material, z.B. einem Siliziumwafer, sind jedoch nur schwierig herzustellen. Um eine geschlossene Schicht gewährleisten zu können, kann eine minimale Dicke von ca. 20 - 30 nm nicht unterschritten werden. Ferner weisen diese dünnen Goldschichten abhängig vom benutzten Aufdampfprotokoll eine große Körnigkeit auf, was das Wachstum einer perfekten SAM-Schicht beeinträchtigt. Sowohl die Begrenzung der Kantensteilheit durch den isotropen Ätzprozeß als auch die durch die Goldkörnigkeit bewirkte Kantenrauigkeit konnten im Rahmen dieser Arbeit experimentell demonstriert werden.

Für Experimente, für die eine Auflösung von 30 nm ausreichend ist, stellen die DDT-SAMs eine brauchbare Resistschicht dar. Sie waren nach anfänglicher Optimierung des Verfahrens reproduzierbar herstellbar, sofern relativ frische Goldoberflächen zur Verfügung standen. Die Untersuchung alternativer SAMs, die keine Goldschicht benötigen, erscheint jedoch unbedeutend.

Eine solche SAM-Schicht, die direkt auf chemisch präparierten Silizium-Wafern aufwachsen kann, wird gebildet von dem im folgenden beschriebenen Octadecyltrichlorsilan.

Einsatz von OTS in der Atomlithographie

OTS (Octadecyltrichlorsilan, $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{17}\text{SiCl}_3$) stellt eine mögliche Alternative zu den bisher beschriebenen Dodecanthiol-Molekülen dar [Engels99, Hill99b, vgl. auch Younkin97]. OTS wächst direkt auf mit Hydroxyl-Gruppen versehenen Oberflächen wie z.B. einer naßchemisch präparierten Si-Oberfläche auf, so daß keine Goldschicht benötigt wird und die damit verbundenen Limitierungen umgangen werden können. Der Aufbau einer auf OTS basierenden SAM-Schicht ist schematisch in Abbildung 2-13 gezeigt.

Octadecyltrichlorsilan leitet sich chemisch vom Silan (SiH_4) ab, indem drei Wasserstoffatome jeweils durch ein Chloratom ersetzt werden und an Stelle des vierten H-Atoms eine Kette aus 17 CH_2 -Gruppen und einer CH_3 -Endgruppe an das Silizium gebunden ist. Das Molekül besitzt damit genauso wie das Dodecanthiol eine hydrophobe Endgruppe, so daß die Änderung der Benetzungseigenschaften bei Bestrahlung mit Ne^* wieder für die Atomlithographie ausgenutzt werden kann.

Im Unterschied zum Aufbau einer SAM-Schicht aus Dodecanthiolmolekülen kommt es beim OTS nicht nur zu einer chemischen Bindung der Moleküle an die Oberfläche, sondern auch zu einer Bindung der Moleküle untereinander. Das Wachstumsverhalten einer OTS-Schicht ist dementsprechend komplex. Durch die Bindung der Moleküle untereinander wird die Ausheilung von Defekten in der Schicht behindert, und bei falsch gewählten Wachstumsbedingungen kann es zu einer unkontrollierten Verbindung der Moleküle untereinander kommen, so daß ein dicker, kaum zu entfernender Niederschlag auf der Probe entsteht.

Die Herstellung einer SAM-Schicht aus OTS-Molekülen ist also deutlich schwieriger als die Herstellung einer Dodecanthiolschicht. Aufgrund der möglichen Bedeutung des OTS in der Atomlithographie sollte im Rahmen dieser Arbeit dennoch die Eignung von OTS untersucht werden.

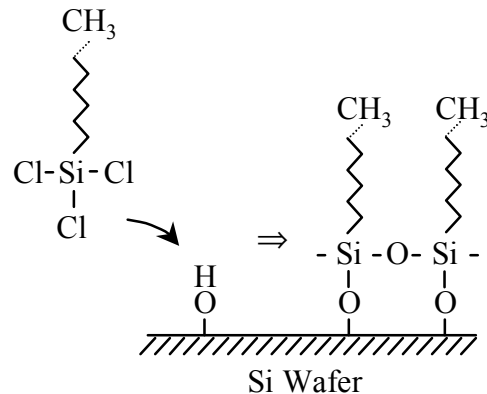


Abbildung 2-13: Ausbildung einer SAM-Schicht aus OTS-Molekülen (schematisch)

Abscheidung einer OTS-Monolage

Die Abscheidung einer OTS-Monolage erfolgt, analog zur Herstellung einer Dodecanthiolschicht, wieder durch Eintauchen eines präparierten Substrates in eine OTS-Lösung. Prinzipiell können verschiedene Lösungsmittel wie z.B. Toluol, Hexadecan oder Bicyclohexyl verwendet werden. Zur Erzielung reproduzierbarer Ergebnisse war jedoch das genaue Einhalten eines einmal gewählten Verfahrens notwendig. Insbesondere erwies sich die Schichtabscheidung als recht empfindlich bezüglich des im Lösungsmittel enthaltenen Wassergehaltes (z.B. aufgrund der Luftfeuchtigkeit) und der Eintauchzeit.

Besonders bewährt hat sich nach mehreren verschiedenen Versuchsreihen schließlich ein Vorgehen, welches auf [Niesen98] zurückgeht und das wegen der generellen Empfindlichkeit der SAM-Herstellung mit OTS auf verschiedene Einflüsse im folgenden detailliert beschrieben wird:

Ausgangspunkt sind Waferstückchen, die auf eine passende Größe für die anschließende Verwendung im atomlithographischen Experiment zurechtgesägt sind. Zur Entfernung grober Verunreinigungen werden die Stückchen auf ein Kimwipe-Tuch gelegt und mit einer Plastikpinzette mehrfach seitlich aufgenommen und auf die andere Seite gewendet. Hierdurch bleiben die gröberen Verunreinigungen im Tuch hängen. Da es sich bei einer Siliziumoberfläche - im Gegensatz zur sehr empfindlichen Goldoberfläche, wie sie bei den Dodecanthiol-SAMs verwendet wird - um eine relativ harte Oberfläche handelt, hinterläßt weder das Ablegen der Oberfläche auf einem Kimwipe-Tuch noch kräftiges Abreiben Spuren.

Anschließend werden die Waferstückchen mit Chloroform, Aceton und dann Ethanol gereinigt. Diese Reihenfolge ist wichtig und spiegelt die aufsteigende Polarität der Lösungsmittel wieder. Eine normale Reinlichkeitsstufe der Lösungsmittel ist ausreichend. Das Chloroform kann mit Amylenen stabilisiert sein.

Bei diesem Reinigungsschritt ist es wichtig, daß die Lösungsmittel nicht auf dem Substrat trocknen. Um das Trocknen zu vermeiden, werden die Waferstückchen zunächst in ein breites, mit dem jeweiligen Lösungsmittel gefülltes Becherglas gelegt. Sie werden dann nacheinander aus dem Becherglas genommen, beidseitig mit einem getränkten Kimwipe-Tuch kräftig abgewischt und direkt wieder zurück in das Lösungsmittel gelegt. Dieses Verfahren wird mit jedem Lösungsmittel mehrfach ausgeführt.

Nach dem letzten Reinigungsschritt (Abreiben mit Ethanol und Zurücklegen in das Becherglas) werden die Waferstückchen der Reihe nach mit Stickstoff trockengeblasen. Als "Düse" hat sich hierfür insbesondere eine gläserne Tropfpipette bewährt, die in einen Gummischlauch gesteckt wird und über ein Ventil an die Gasleitung angeschlossen ist. Zum Trockenblasen werden die Waferstückchen nur mit der Rückseite auf ein Tuch gelegt, seitlich mit einer Plastikpinzette festgehalten und dann zur Seite hin abgeblasen. Wichtig ist, daß die sie danach gänzlich trocken sind und daß keine Flecken durch das Verdampfen des Lösungsmittel auf der Oberfläche bleiben. Anschließend werden sie zum Staubschutz in ein Plastikdöschen gelegt und können dort ein paar Minuten gelagert werden, bis die Piranhalösung für den nächsten Schritt fertig ist.

Die weitere Behandlung der Proben mit Piranha-Lösung dient nicht nur der Reinigung. Vielmehr entsteht dabei auch eine SiO_2 -Schicht auf der Oberfläche mit zahlreichen OH-Gruppen, die für das Wachstum der OTS-Schicht benötigt wird (vgl. Abbildung 2-13). Für die Piranha-Behandlung der Waferstückchen wird eine Kristallisierschale bodenbedeckend mit der Lösung aufgefüllt: zunächst wird die konzentrierte Schwefelsäure in das Gefäß gegeben, und dann unter stetem Umrühren mit Hilfe eines teflonummantelten Magnetührstiftes 30%ige H_2O_2 im Volumenverhältnis 3:7 (v:v H_2O_2 zu H_2SO_4) hinzugefügt. Da hierbei der Grundsatz verletzt wird, daß normalerweise die Säure zuletzt zu einer Mischung hinzugefügt wird, sollte das H_2O_2 möglichst kalt sein und z.B. in einem Kühlschrank gelagert werden.

Die Proben werden mit einer Plastikpinzette oder einer teflonummantelten Pinzette in die Piranhalösung gelegt und untergetaucht, bis sie am Boden liegen bleiben. Eine normale Metallpinzette führt zu Verunreinigungen der Lösung und sollte nicht verwendet werden.

Die Waferstückchen verbleiben für 20 min unter ständigem Umrühren in der Piranhalösung. Damit sich die Lösung in dieser Zeit nicht abkühlt, steht das Gefäß auf einer geheizten Rührplatte, die auf eine Temperatur von 70° eingestellt ist.

Anschließend werden die Proben aus der Piranhalösung genommen, mit bidestilliertem Wasser abgespritzt und in ein Becherglas gelegt. Um sämtliche Spuren der Piranhalösung weitestgehend zu entfernen, wird das Glas mehrfach mit bidestilliertem Wasser aufgefüllt und abgekippt. Die Waferstückchen werden wieder mit Stickstoff trockengeblasen und staubgeschützt abgelegt. Sie sollten möglichst zügig weiterverwendet werden, da nach ca. 1 h eine merkliche Verschlechterung der Oberflächenqualität einsetzt.

Zur Anfertigung der OTS-Lösung eignet sich ein Wägelgläschen. Da ein zu hoher Wassergehalt im Lösungsmittel - etwa aufgrund der Luftfeuchtigkeit - durch die Bindungen der Moleküle untereinander zur unkontrollierten Abscheidung einer dicken Schicht führt, ist eine Schutzgasatmosphäre während des Abscheidens vorteilhaft. Hierfür wird eine Stickstoffatmosphäre verwendet. Als Lösungsmittel hat sich Bicyclohexyl bewährt. Unter stetem Rühren werden $50 \mu\text{L}$ OTS mit einer Mikroliterpipette abgemessen und zu 5 ml Bicyclohexyl hinzugegeben. Die Lösung muß klar sein, bevor die Waferstückchen hineingelegt werden, und es reicht, wenn sie die Proben gerade bedeckt. Die Proben verbleiben für 2 h unter stetem Rühren in der Lösung.

Schließlich werden die Waferstückchen wieder mehrfach mit Chloroform gereinigt und mit Stickstoff trockengeblasen. Fertige Proben besitzen eine spiegelnde Oberfläche, auf der keine Flecken sichtbar sein sollten.

Das zur Abscheidung benutzte Gefäß wird mit Chloroform gereinigt, das Piranha-Gefäß kann zur Reinigung mit destilliertem Wasser ausgespült werden.

Beobachtung des SAM-Wachstums mit dem AFM

Im Gegensatz zu den Goldoberflächen, die für DDT-SAMs als Substratoberfläche verwendet wurden, weist die Si-Oberfläche keinerlei Körnigkeit auf, sondern ist extrem glatt. Typische rms-Rauhigkeiten für die benutzten Wafer lagen bei ca. 1 Å. Im Vergleich dazu besitzt ein OTS-Molekül eine Länge von ca. 2.5 nm. Da sich die Moleküle bei der Bildung der Monolage aufrichten und von der Oberfläche wegzeigen, ist der Höhenkontrast mit dem AFM meßbar.

Eine solche Messung ist nicht nur zur Untersuchung (und stichprobenartigen Kontrolle) des Schichtwachstum nützlich. Vielmehr ermöglicht sie es auch, eine direkte topographische Veränderung der Oberfläche, wie sie beispielsweise bei der Bestrahlung mit Ne* durch Aufbrechen des Molekülgerüsts oder durch Einfügung von Defekten denkbar ist, sichtbar zu machen. In der Tat konnte im Rahmen dieser Arbeit erstmalig für die Atomlithographie ein direkter topographischer Kontrast nach der Bestrahlung einer Probe mit metastabilen Edelgasen nachgewiesen werden (s.u.).

Zur Beobachtung des Schichtwachstums wurden Proben für eine kurze Zeit in die OTS-Lösung getaucht, anschließend mit Chloroform ab gespült und dann mit dem AFM untersucht. Als am besten geeigneter Scan-Modus erwies sich der Contact-Modus mit einer negativen Kraft von ca. -2 nN, d.h. es wurde im attraktiven Teil des van-der-Waals Potentials gemessen.

Beispiele für solche Wachstumsbilder sind in Abbildung 2-14 bis Abbildung 2-16 zu sehen. Abbildung 2-14 zeigt eine Si (111) Probe, die für 30 sec in frisch angefertigte OTS-Lösung getaucht wurde. Die Konzentration der Lösung war etwas geringer gewählt als im obigen Verfahren angegeben, um den anfänglichen Wachstumsprozeß zu verlangsamen. Sie betrug 20 µL OTS auf 10 mL Bicyclohexyl.

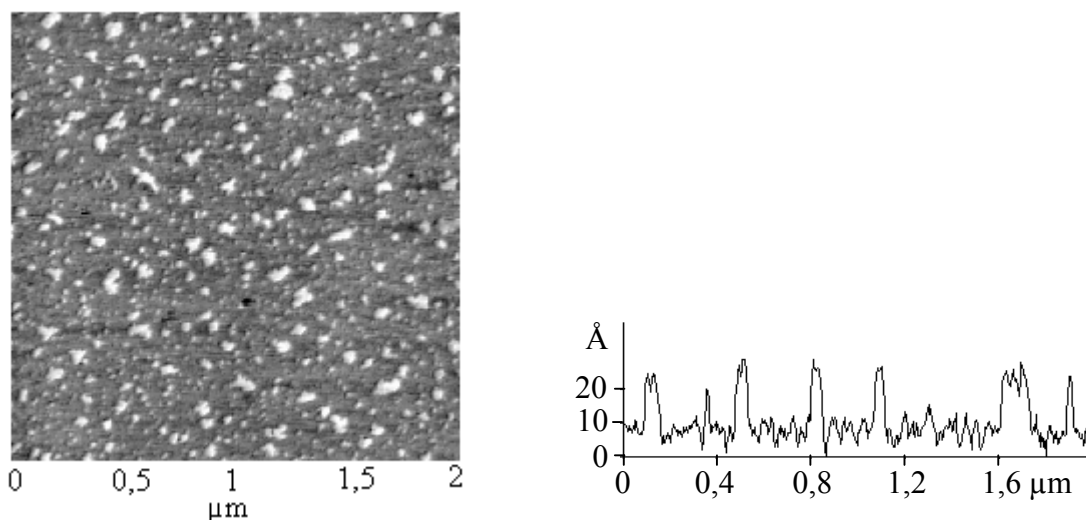


Abbildung 2-14: Wachstum von OTS auf Si(111). AFM-Scan nach einer Eintauchzeit von 30 sec.

Es sind deutlich viele punktförmige Inseln zu erkennen, die eine Höhe von bis zu ca. 25 Å und einen Durchmesser von bis zu 60 nm besitzen. Wie ellipsometrische Messungen verschiedener Gruppen ergeben haben, besitzt eine OTS-Schicht auf SiO₂ eine Höhe von ca. 2.6 ± 0.1 nm [s. z.B. Lercel93], was zugleich bedeutet, daß sich die Moleküle in der fertigen Schicht fast senkrecht zur Oberfläche ausrichten. Die in Abbildung 2-14 gemessene Inselhöhe stimmt damit sehr gut überein, so daß die Inseln als Gebiete einer einzelnen OTS-Lage gedeutet werden können, in denen sich die Moleküle bereits senkrecht zur Oberfläche ausgerichtet haben.

Nach einer längeren Eintauchzeit von 10 min wie in Abbildung 2-15 ist die Schicht bereits weitgehend zusammengewachsen, so daß keine einzelnen Inseln mehr erkennbar sind. Die Schicht weist jedoch noch viele kleine Löcher auf, die bis zu ca. 2.2 nm tief sind und im Laufe der weitem Eintauchzeit schließlich aufgefüllt werden.

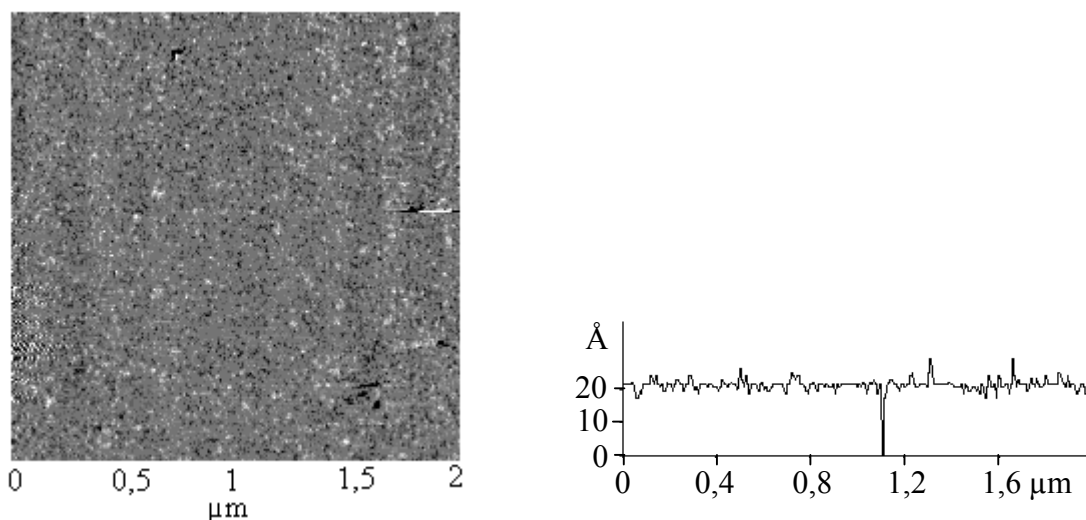


Abbildung 2-15: Wachstum von OTS auf Si(111). AFM-Scan nach einer Eintauchzeit von 10 min.

Ein gänzlich anderes Wachstumsverhalten ist in Abbildung 2-16 erkennbar. Hier wurde statt eines Siliziumwafers eine Glimmroberfläche benutzt. Glimmer zeichnet sich dadurch aus, daß er eine leicht aufzuspaltende Schichtstruktur hat. Durch Abziehen einiger Lagen mittels eines Klebestreifens kann sehr einfach eine frische, atomar glatte Oberfläche präpariert werden, ohne daß wie beim Silizium aufwendige Reinigungsprozeduren durchgeführt werden müßten. Glimmer ist zwar technologisch nicht so interessant wie Silizium, eignet sich aber aufgrund der einfachen Handhabung hervorragend für verschiedene Testmessungen.

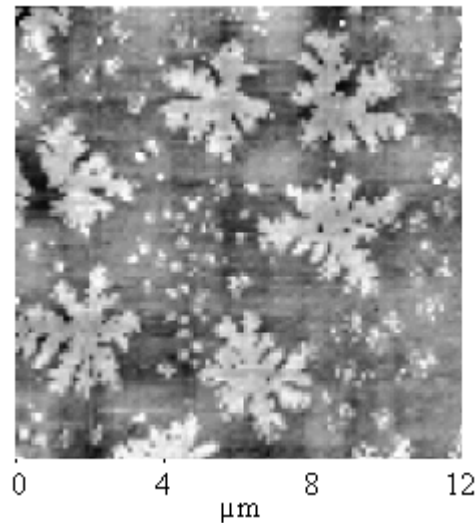
Als Lösungsmittel wurde für Abbildung 2-16 Hexadecan verwendet.

Auch auf Glimmer findet SAM-Wachstum statt, doch ergeben sich statt einzelner Inseln nun größere, verzweigte, Schneeflockchen-artige Figuren, die auch als dendritisches Wachstum bezeichnet werden.

Qualitativ läßt sich das unterschiedliche Verhalten wie folgt verstehen [Vallant98]:

Zum SAM-Wachstum trägt beim OTS sowohl eine Bindung der Moleküle an die Oberfläche, für die die OH-Gruppen der Oberfläche benötigt werden, als auch eine Bindung der Moleküle untereinander durch Ausbildung von Si-O-Si Brücken bei (vgl. Abbildung 2-13). Der entscheidende Unterschied zwischen einer Si-Oberfläche und einer Glimmer-Oberfläche liegt in der Konzentration der verfügbaren OH-Gruppen: Während auf Glimmer nur vereinzelte OH-

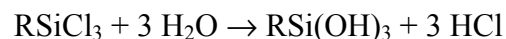
Gruppen vorliegen, kann auf Si eine OH-Gruppen-Konzentration von bis zu $5 \cdot 10^{14}$ Gruppen pro cm^2 erzielt werden. Dies bedeutet, daß OTS-Moleküle auf Glimmer eine wesentlich höhere Diffusionsrate besitzen.



**Abbildung 2-16: Wachstum von OTS auf Glimmer.
Eintauchzeit 1 min. Lösungsmittel Hexadecan.**

Da die OH-Konzentration auf Glimmeroberflächen nur gering ist, besteht eine große Wahrscheinlichkeit, daß die OTS-Moleküle während der Diffusion auf andere bereits ausgebildete Wachstumsbereiche treffen und sich an deren Rand anlagern, wohingegen die Wahrscheinlichkeit, daß sie auf eine OH-Gruppe der Oberfläche treffen und dort fest an die Oberfläche gebunden werden, geringer ist als beim Si. Das Wechselspiel und die relative Bedeutung dieser beiden Prozesse kann eine Erklärung liefern für das unterschiedliche Wachstumsverhalten.

Konkurrierend mit dem Schichtwachstum auf der Oberfläche kann auch in der Lösung selber ein Hydrolyse-Prozeß gemäß



stattfinden, wobei mit R der Octadecylrest des OTS bezeichnet ist. Die RSi(OH)_3 Moleküle können sich anschließend durch Wasserabspaltung und Ausbildung von Si-O-Si Brücken verbinden (kondensieren) und so unlösliche Polymere bilden. Bei zu hohem Wassergehalt in der Lösung und zu langer Eintauchzeit der Probe macht sich dies als Niederschlag auf der Probe bemerkbar, der nicht mehr zu entfernen ist. Dieser Hydrolyse-Prozess erklärt, warum der Wassergehalt der OTS-Lösung und die Abscheidungsdauer gut kontrolliert werden müssen.

Proximity Printing mit OTS

Um den Einsatz von OTS in der Atomlithographie zu untersuchen, wurden, analog zum beschriebenen Proximity Printing mit DDT, auch OTS - Proben dem Ne^* Strahl ausgesetzt. Ebenso wie bei den DDT-SAMs kam es auch beim OTS zu einer Änderung der Benetzungseigenschaften (Abbildung 2-17).

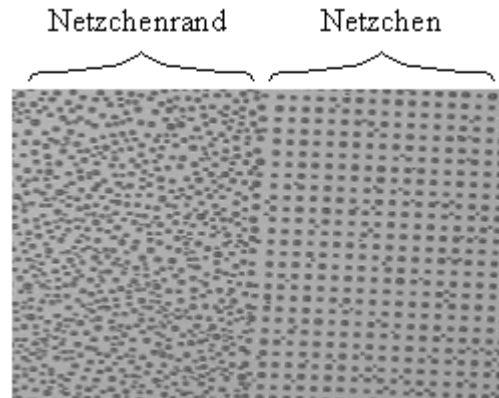


Abbildung 2-17: Änderung der Benetzungseigenschaften einer SAM-Schicht aus OTS-Molekülen durch Ne*

Um diesen Benetzungskontrast in einen Topographiekontrast zu verwandeln, wurde ein zweischrittiges Ätzverfahren benutzt. Es bestand aus einem 20 sec langen HF-Dip (HF 5%ig), der dazu diente, die SiO₂-Schicht auf dem Wafer zu entfernen, sowie einem anschließenden Ätzschritt mit KOH (30 min in 0.1 M wässriger KOH-Lösung).

Das Ergebnis eines solchen Experimentes mit 15 min Bestrahlungszeit ist in Abbildung 2-18 zu sehen. Die Oberfläche läßt nach den Ätzschritten sehr deutlich den Netzchenkontrast erkennen, weist aber sowohl in den bestrahlten als auch in den unbestrahlten Gebieten eine starke Körnigkeit auf. Die Ursache hierfür konnte nicht endgültig geklärt werden; denkbar sind sowohl eine noch ungenügend zusammengewachsene SAM-Schicht als auch Einflüsse der Ätzlösung. Eventuell können gepufferte HF-Lösungen bessere Ergebnisse liefern, jedoch standen für die vorliegende Arbeit nur eingeschränkte Möglichkeiten zur Handhabung von HF zur Verfügung. HF kann selbst in kleinsten Mengen bei Hautkontakt schwerste Verletzungen und irreparable Knochenschädigungen hervorrufen und darf daher nur unter besonderen Sicherheitsvorkehrungen benutzt werden.

Ein über den gepunktet markierten Bereich aufintegrierter Linescan ist im rechten Bildteil zu sehen. Er zeigt eine Äztiefe von ca. 20 nm und belegt, daß prinzipiell OTS als Resist in der Atomlithographie benutzt werden kann.

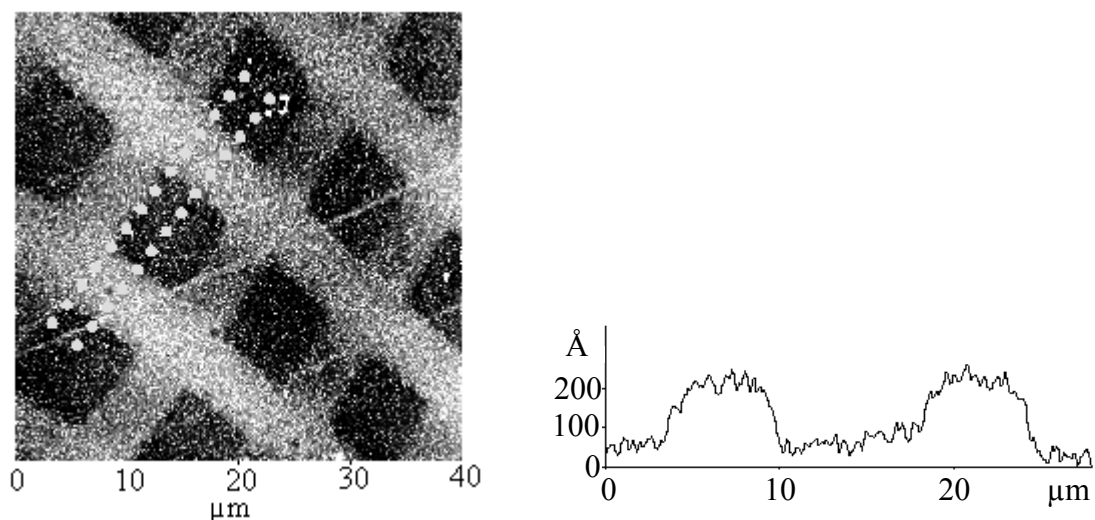


Abbildung 2-18: Topographiekontrast nach 15 min Bestrahlung einer OTS-Schicht und anschließendem zweischrittigen Ätzverfahren

Wurde die Bestrahlungszeit auf 30 min verdoppelt, so zeigte sich nach der Bestrahlung und ohne jede weitere Behandlung der Probe die in Abbildung 2-19 dargestellte Topographie: Die Oberfläche war von vielen kleinen, 10 bis 20 nm hohen Spitzen überzogen, so daß die Probe nur schwer mit dem AFM zu untersuchen war. Auf der Oberfläche ist jedoch auch ein Topographiekontrast zu erkennen, der der Netzenstruktur entspricht.

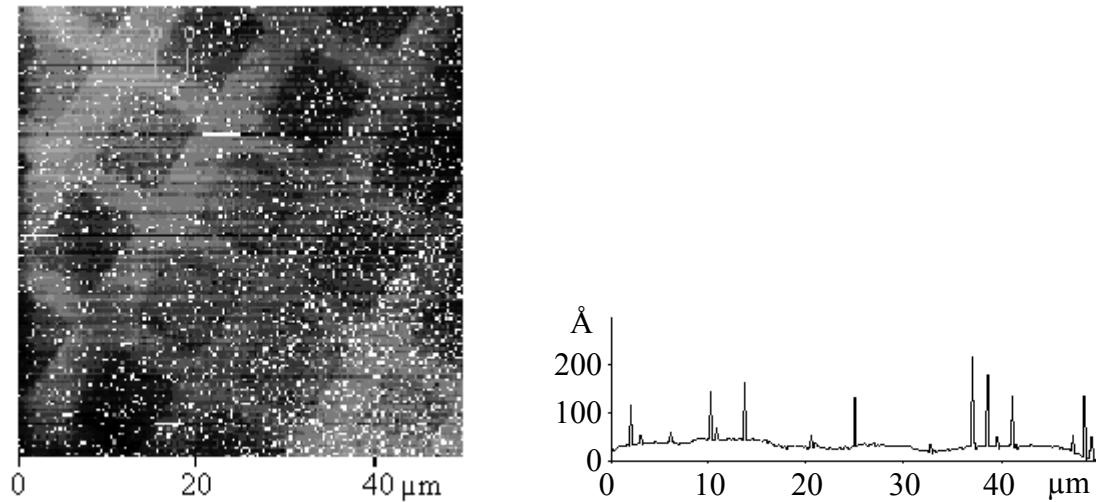


Abbildung 2-19: AFM-Scan nach 30 min Bestrahlung von OTS ohne Ätzschritt

Durch kurzes Abwischen mit Chloroform ließen sich die Spitzen jedoch entfernen, und der anschließende AFM-Scan [Abbildung 2-20] läßt den Netzenkontrast sehr deutlich erkennen. Die bestrahlten Gebiete liegen demnach ca. 8 bis 9 \AA tiefer als die SAM-Oberfläche [Engels00].

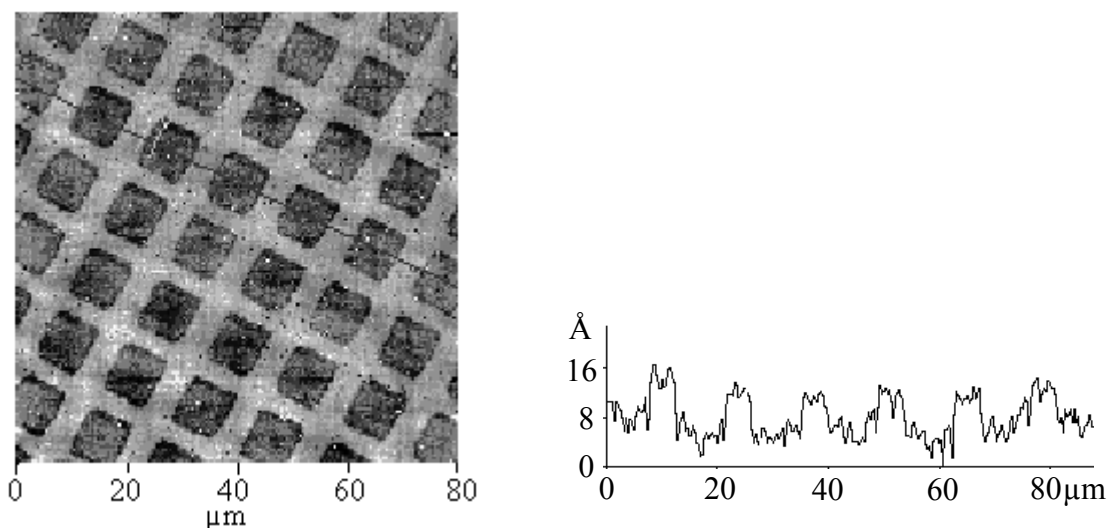


Abbildung 2-20: Wie vorherige Abbildung, aber nach zusätzlichem Abreiben der Probe mit Chloroform

Diese Beobachtung ist bedeutsam, da sie erstmalig für die Atomlithographie mit Resists einen direkten Topographiekontrast ohne jegliche Ätzschritte zeigt. Es ist aufschlußreich, dieses Ergebnis mit Elektronenstrahlschreiben auf OTS zu vergleichen: Beim Elektronenstrahlschreiben werden hochenergetische Elektronen benutzt, die beim Durchdringen des

Resists bzw. Substrates viele Sekundärelektronen erzeugen. Diese Sekundärelektronen besitzen eine Energie von wenigen eV und sind für die eigentliche Bestrahlung verantwortlich. Da bei der Bestrahlung mit Ne* Penningelektronen mit ähnlicher Energie freigesetzt werden, sollten für beide Lithographieverfahren ähnliche Resistveränderungen zu erkennen sein. In der Tat wurde z.B. in [Lercel93] ein Topographiekontrast nach Elektronenstrahlschreiben festgestellt, der zwischen 1 und 2 nm lag und der dort als Aufbrechen von C-C oder C-Si Bindungen im Molekül gedeutet wird.

Durch den in Abbildung 2-20 gezeigten direkten Topographiekontrast liefern die OTS-SAMs einen wichtigen Beitrag für das fundamentale Verständnis der Resistschädigungsmechanismen in der Atomlithographie. Trotz der eminenten Bedeutung, die SAMs in der Atomlithographie besitzen, sind diese Mechanismen bisher nicht letztendlich aufgeklärt. Insbesondere die Frage, ob bei Bestrahlung mit einem metastabilen Edelgas lediglich die hydrophoben Endgruppen der Moleküle durch hydrophile Gruppen ersetzt werden (womit der beobachtete Topographiekontrast nicht erklärt werden kann), oder ob eine tiefgreifendere Änderung des Resistes stattfindet, kann hier erstmalig beantwortet werden.

Als Ursache für den Topographiekontrast sind zwei verschiedene Mechanismen denkbar: Einerseits ist es sehr wahrscheinlich, daß es durch die Penningelektronen zu einem Aufbrechen von Bindungen in den Molekülen kommt und sich die Molekülfragmente von der Oberfläche ablösen. Dies könnte zugleich die zahlreichen hohen Spitzen in Abbildung 2-19 erklären, bei denen es sich dann um einen losen "Niederschlag" dieser Molekülfragmente handelt. Andererseits kann jedoch auch nicht ausgeschlossen werden, daß lediglich die durch van-der-Waals Wechselwirkung zwischen den Molekülen bewirkte Ordnung der Schicht aufgehoben wird, so daß die Moleküle nicht mehr senkrecht von der Oberfläche wegzeigen, sondern flach und ineinander verwoben auf der Oberfläche liegen.

Zur Aufklärung dieser Aspekte wäre es für zukünftige Experimente insbesondere interessant, eine OTS-Probe nach einer Bestrahlung gezielt aufzuwärmen und zu untersuchen, ob der beobachtete Topographiekontrast eventuell rückgängig gemacht werden kann. Ferner wäre auch eine chemische Analyse der Endgruppen der SAM-Moleküle nach Bestrahlung von großer Bedeutung.

"Contamination"-Lithographie

Bei den bisher beschriebenen Verfahren - Atomlithographie mit Dodecanthiol bzw. OTS - wurde ein vor der Bestrahlung auf dem Substrat aufgebrachtes Resist benutzt, welches dann durch die Bestrahlung seine Wirkung als Ätzschutz verliert.

Alternativ dazu ist es jedoch auch möglich, die Anwesenheit eines Hintergrundgases auszunutzen, welches sich auf dem Substrat niederschlägt, durch die Bestrahlung aufgebrochen und zu einem Ätzschutzfilm umgewandelt wird. Ein solches Verfahren wurde zuerst für die Elektronenstrahlolithographie angewandt und mit dem Begriff "contamination lithography" bezeichnet, da bereits die Verwendung einer Öldiffusionsvakuumpumpe zu einem Hintergrundgas führt, das diesen Effekt hervorruft [vgl. McCord97]. Es wird mittlerweile von verschiedenen Gruppen auch zur Atomlithographie verwendet [Johnson96, Rehse97].

Da bei dem in dieser Arbeit benutzten experimentellen Aufbau die Quellkammer mit einer Öldiffusionspumpe evakuiert wird, konnte der Effekt der Contaminationlithographie ebenfalls untersucht werden. Hierfür wurde zunächst eine frisch präparierte Glimmeroberfläche als Probe in einem Abstand von ca. 20 cm hinter der Quelle montiert. Sie befand sich damit in einer differentiellen Pumpstufenkammer, die mit einer Turbopumpe evakuiert wurde. Diese

Kammer war mit der Quellkammer nur durch einen Skimmer getrennt, so daß ein kleiner Hintergrundgasdruck aus Diffusionspumpenöl zu erwarten war.

In der Tat zeigen AFM-Scans (Abbildung 2-21) nach 30 minütiger Bestrahlung durch ein auf der Glimmeroberfläche aufliegendes Netzchen bereits Ablagerungen in den bestrahlten Gebieten. Der Höhenkontrast betrug bei dieser Bestrahlungsdauer nur ca. 2 Å und war damit sehr gering.

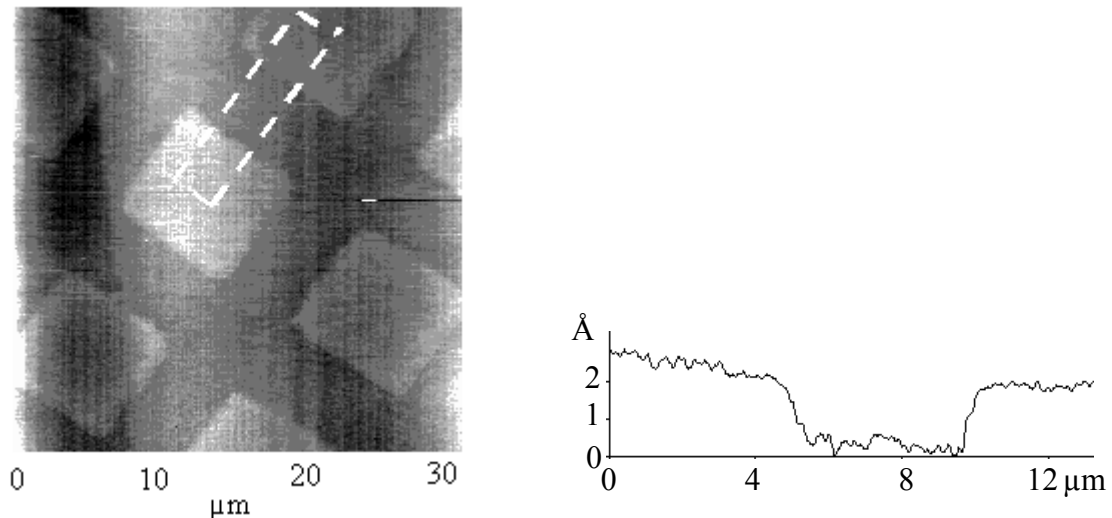


Abbildung 2-21: Schichtablagerung auf Glimmer nach 30 min Bestrahlung

Wurde statt eines auf der Oberfläche direkt aufliegenden Netzchens eine Bestrahlung im Proximity-Modus, d.h. mit einem kleinen Abstand zwischen Netz und Oberfläche, gewählt, so war ein Höhenkontrast ebenso sichtbar (Abbildung 2-22). Nach 5 1/2 h Bestrahlung betrug der Kontrast ca. 2 nm, was im Vergleich zur obigen Messung für ein Wachstum ungefähr proportional zur Bestrahlungszeit spricht.

Es kam jedoch auch zu einem weiteren Effekt: unter den Kreuzungspunkten der Längs- und Querstege der Netzchen entstanden auf der Probe in sehr regelmäßiger Anordnung kleine nadelförmige Spitzen mit einer Höhe von ca. 30 nm und einem Durchmesser von weniger als 1 µm. Drei dieser Spitzen sind in der linken Abbildung mit Pfeilen markiert, und die rechte Abbildung zeigt eine vergrößerte 3D-Ansicht einer einzelnen Spitze.

Die Ursache für die Entstehung dieser regelmäßigen Spitzen konnte nicht letztendlich geklärt werden. Möglicherweise sind Ladungseffekte hieran beteiligt. Das Auftreten dieser Spitzen ist aber insbesondere aus zwei Aspekten extrem interessant: einerseits sind sie, wie Abbildung 2-22 zeigt, auch über größere Flächen sehr reproduzierbar herstellbar. Andererseits weisen sie Strukturgrößen auf, die um ein Vielfaches kleiner sind als alle charakteristischen Längen des benutzten Netzchens. Möglicherweise kann dieses Verfahren daher, wenn seine Grundlagen in zukünftigen Experimenten aufgeklärt worden sind, sogar zu einer effizienten und unkritischen Technik zur Erzeugung von Strukturen mit sub-µm Abmessungen weiterentwickelt werden.

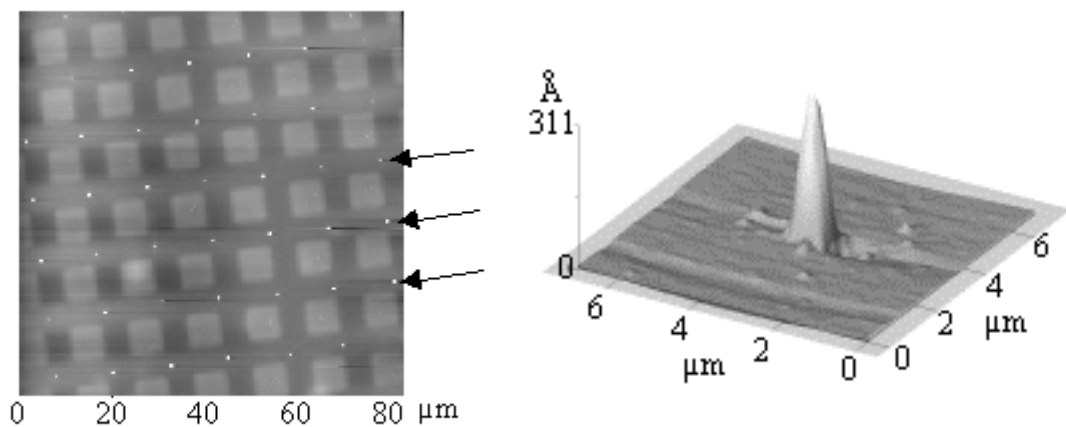


Abbildung 2-22: Schichtablagung auf Glimmer nach Bestrahlung im Proximity-Modus

Um die Ätزشutzwirkung der bei der "Contamination"-Lithographie erzeugten Ablagerung zu untersuchen, wurden weitere Experimente mit Silizium-Wafern unternommen. Die Proben wurden zunächst durch kurzes (60 sec) Eintauchen in 5%ige HF gereinigt, wodurch zugleich die natürliche Oxidschicht der Oberfläche entfernt wurde. Anschließend wurden die Proben bestrahlt und dann mit einer KOH-Lösung geätzt.

Das Ergebnis einer so behandelten Probe mit einer Bestrahlungszeit von 2 h ist in Abbildung 2-23 dargestellt. Wie erwartet zeigt sich ein negativer Kontrast, d.h. die bestrahlten Gebiete werden im Gegensatz zu den unbestrahlten nicht von der Ätzlösung angegriffen. Der Linescan zeigt, daß in diesem Beispiel Ätztiefen von ca. 1 µm erreicht wurden, ohne daß die bestrahlten Gebiete Ätzlöcher aufwiesen.

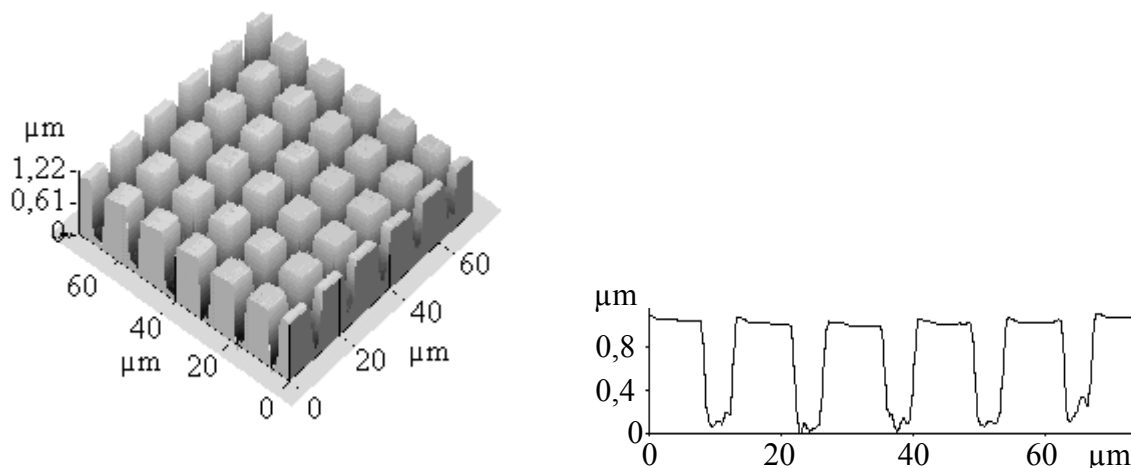


Abbildung 2-23: Contaminationlithographie mit Si: AFM-Scan nach 2 h Belichtung und anschließendem Ätzschritt

Die Contaminationlithographie stellt somit ein relativ einfaches Verfahren dar, welches ohne SAM-Präparation auskommt und einen guten Ätزشchutz gegen naßchemische Ätzlösungen

bietet. Das Verfahren erwies sich in vielen Versuchsreihen als ausgesprochen zuverlässig. Es konnte sowohl auf Silizium- als auch auf Goldoberflächen (mit der bereits bei den Dodecanthiol-SAMs benutzten Goldätzlösung) angewandt werden.

Nachteilig ist jedoch die hohe Dosis, die benötigt wird. Sie ist ca. eine Größenordnung größer als die für eine DDT-Schicht benötigte Dosis. Verkürzen ließe sich die Bestrahlungszeit eventuell durch eine genaue Kontrolle des Hintergrundgasdruckes und der Art der Hintergrundmoleküle. Eine entsprechende Versuchsreihe wurde im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht durchgeführt, da zur gezielten Optimierung des Verfahrens insbesondere Verfahren wie z.B. NEXAFS benötigt würden, die eine genaue Analyse der chemischen Zusammensetzung und der Bindungen in dem gebildeten Ätzschutzfilm erlauben. Solche Verfahren standen jedoch für diese Arbeit nicht zur Verfügung.

Abschließende Bewertung der untersuchten Resists

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedenartige Resists auf ihre Tauglichkeit für Atomlithographie mit Ne* untersucht. Es wurden sowohl zwei SAM-Schichten als auch ein auf einem Hintergrundgasdruck basierendes Resist getestet. In allen Fällen konnte eine Netzchenstruktur in die Oberfläche übertragen werden.

Die Dodecanthiol-Schicht wies von allen untersuchten Resists die höchste Empfindlichkeit auf: Bereits eine Dosis von ca. 5 - 10 Monolagen (Ne* Atome pro SAM) erwies sich als ausreichend. Die Präparation der Schicht war relativ zuverlässig möglich, ist jedoch an die Verfügbarkeit entsprechender Goldproben gebunden. In dieser Arbeit wurden Goldoberflächen benutzt, die bei externen Firmen gekauft und vor der Verwendung chemisch gereinigt wurden. Obwohl es sich dabei nicht um frisch aufgedampfte Proben handelte, gelang auch hiermit die Herstellung geeigneter SAM-Schichten. Die endliche Dicke sowie die generelle Körnigkeit der Goldoberflächen erwiesen sich in den Experimenten als der limitierende Faktor für das Auflösungsvermögen des Resists.

Als weitere SAM-Schicht und wichtigstes Ergebnis dieses Teils der Arbeit wurde OTS untersucht, welches ohne Goldschicht auskommt und direkt auf hydroxilierten Si-Wafern aufwächst. Die reproduzierbare Herstellung einer guten OTS-Schicht war jedoch deutlich schwieriger als die einer DDT-Schicht. Insbesondere der Wassergehalt der zur Schichtabscheidung benutzten Lösung erwies sich als wichtiger Faktor. Auch mit OTS als Resist konnten Netzchenstrukturen in das Substrat hinein übertragen werden, doch wiesen die Strukturen eine starke Rauigkeit auf. Weitere Optimierung der SAM-Abscheidung oder des Ätzverfahrens könnten hier Fortschritte bringen. Die benötigten Belichtungszeiten waren ungefähr doppelt so hoch wie beim DDT.

Das OTS ermöglichte es insbesondere, erstmalig einen direkten Topographiekontrast durch die Bestrahlung mit Ne* zu beobachten und gibt damit, auch im Vergleich zum Elektronenstrahlschreiben auf OTS, weiteren Aufschluß bezüglich der stattfindenden Prozesse.

Contamination-Lithographie schließlich basiert auf der Abscheidung von Molekülen während der Bestrahlung, die von Ne* aufgebrochen werden und sich zu einer harten Ätzschutzschicht verbinden. Als einzigen Präparationsschritt erfordert es einen kurzen HF-Dip vor der Bestrahlung. Das Verfahren erwies sich als sehr zuverlässig, jedoch lag die erforderliche Bestrahlungsdauer ca. eine Größenordnung über der des DDT.

Ein fundamentaler Vorteil dieses Verfahrens besteht darin, daß die gebildete Ätzschutzschicht durch Verlängerung der Bestrahlungsdauer prinzipiell beliebig dick gewählt werden kann.

Unerwünschte Ätzgruben, wie sie z.B. bei nicht perfekten SAM-Schichten auftreten, können daher bei der Contaminationlithographie vermieden werden.

Für viele Anwendungen der Atomlithographie mit metastabilen Edelgasen stellt der derzeit verfügbare Quellfluß eine Limitierung dar. Für die Contamination-Lithographie waren Bestrahlungszeiten von mehreren Stunden nötig, für DDT-Schichten immerhin Zeiten von ca. 10 Minuten. Dennoch eignet sich der gegenwärtige experimentelle Aufbau, um das Potential der Atomlithographie zu demonstrieren. Die Entwicklung leistungsfähigerer Quellen, die für die Anwendungsreife der Atomlithographie benötigt wird, ist in erster Linie ein ingenieurstechnisches Problem.

2.3.3 Lichtkräfte und Lichtmasken in der Atomlithographie

Einleitung

Neben geeigneten Resists werden in der Atomlithographie auch Techniken zur Atomstrahlstrukturierung benötigt, mit denen die auf dem Substrat gewünschten Muster generiert werden können. Für diese Strukturgebung können verschiedene Elemente zum Einsatz kommen.

Im konzeptionell einfachsten Fall können analog zur Röntgenlithographie materielle Masken im Proximity-Printing benutzt werden. Aufgrund der vergleichsweise geringen kinetischen Energie der Atome (im meV-Bereich) würden solche Masken auch bei intensiven Atomstrahlen nicht aufgeheizt, verzerrt oder geschädigt werden. Um ein Verstopfen einer solchen Maske zu verhindern, bietet sich insbesondere Atomlithographie mit gasförmigen Elementen wie z.B. metastabilen Edelgasen an, die ein auf dem Substrat aufgebrachtes, empfindliches Resist schädigen können.

Die Herstellung von Masken für ein atomlithographisches Proximity-Printing ist allerdings mit zwei Schwierigkeiten verbunden: Einerseits müssen die Masken, wie bei der Röntgenlithographie, im Maßstab 1:1 hergestellt werden, da es keine atomoptische Verkleinerungsoptik gibt, die bis in den nm-Bereich scharfe Strukturen erzeugen kann. Andererseits gibt es für die Masken kein Trägermaterial, das von den Atomen ungehindert durchdrungen werden könnte, so daß sie, wie bei der IPL (ion projection lithography), als sogenannte stencil masks, d.h. als Masken mit freitragenden Öffnungen, ausgeführt werden müssen. Dies ist kostspielig und aufwendig und schränkt auch die Art der erzeugbaren Strukturen ein.

Im Gegensatz zur auf Masken basierenden Röntgenlithographie beruht der Erfolg der herkömmlichen Elektronen- und Ionenstrahlolithographie darauf, daß mit elektrischen und magnetischen Linsen leistungsfähige teilchenoptische Elemente zur Verfügung stehen, mit denen die Strahlen gezielt fokussiert werden können. Da in der Atomlithographie neutrale Atome verwendet werden, können diese Linsensysteme hier nicht direkt zum Einsatz kommen. Die Manipulation der Bewegung neutraler Atome ist jedoch möglich, wenn andere atomare Multipolmomente ausgenutzt werden. Hierzu gehören insbesondere magnetische Dipolmomente, mit denen, wie in Kapitel 3 beschrieben wird, auf elegante Weise Wellenleiter zum Führen neutraler Atome gebaut werden können, sowie elektrische Dipolmomente. Aufgrund ihrer Inversionssymmetrie haben die Atome zwar keine permanenten elektrischen Dipolmomente, jedoch können elektrische Dipolmomente in ihnen durch äußere Felder induziert werden. Aus der Wechselwirkung der induzierten Dipolmomente mit dem induzierenden Feld kann eine Kraftwirkung auf das Atom ausgeübt werden, mit der sich seine Bewegung auf sehr vielfältige Weise beeinflussen läßt [Metcalf99].

Eine besonders leistungsfähige Möglichkeit zum Induzieren elektrischer Dipolmomente in neutralen Atomen wurde durch das Aufkommen durchstimmbarer Lasersysteme eröffnet. Die Untersuchung der durch Lasereinstrahlung bewirkten Lichtkräfte ist Gegenstand des Gebietes der Atomoptik, die in den letzten Jahren eine rasante Entwicklung erlebt hat [Adams94, Seng95]. In mancher Hinsicht sind die Möglichkeiten der Atomoptik sogar noch weitergehend als die ihrer optischen Analoga. Beispielsweise ist es möglich, unter Ausnutzung des bei Absorption und Emission von Photonen auf ein Atom übertragenen Impulses atomare Ensembles zu kühlen und komprimieren, also ihr Phasenraumvolumen zu erhöhen, wohingegen in der Lichtoptik die Radianz eine Erhaltungsgröße ist.

Die Lichtkräfte können für die Atomlithographie in einer Reihe verschiedener Geometrien ausgenutzt werden. Denkbar ist z.B. das Fokussieren eines Atomstrahles im Inneren eines kopropagierenden, fokussierten Donut-Mode-Laserstrahles [Schiffer98], oder das Führen von Atomen im Inneren von flexiblen hohlen Lichtfasern, deren Ausgang über das Substrat gescannt werden kann, um gezielt Atome auf dem Substrat zu platzieren [Renn95, Ito96, Wokurka98, Dall99]. Solche Verfahren würden in Analogie zur konventionellen Elektronen- und Ionenstrahlolithographie ein serielles Schreiben von Strukturen ermöglichen.

Eine Methode, die ein paralleles Schreiben ermöglicht, ist die Ersetzung von materiellen Masken zur Kontakt- oder Proximity-Belichtung durch Lichtmasken. Ein Beispiel für eine solche Lichtmaske ist eine quer zum Atomstrahl eingestrahlte nahresonante Stehwelle, mit der, bei geeignet gewählten Laserparametern, Linien mit einer FWHM-Breite von weit weniger als 100 nm geschrieben werden können. Die Lichtmasken weisen eine Reihe wichtiger Vorteile gegenüber materiellen Masken auf, beispielsweise sind sie abnutzungsfrei und können auch über große Bereiche exakte und genau bekannte Periodizitäten aufweisen. Allerdings ist mit Lichtmasken noch keine Erzeugung beliebiger Muster möglich, sondern die Muster sind bisher noch auf bestimmte hochperiodische Strukturen beschränkt. Die Entwicklung neuer Methoden zur Erzeugung flexiblerer Lichtmasken ist jedoch ein aktuelles Forschungsgebiet.

Lichtkräfte: Spontankraft und Dipolkraft

Bei der Manipulation der Bewegung von Atomen mittels Lichtkräften treten im wesentlichen zwei verschiedene Kräfte auf, die sogenannte Spontankraft und die Dipolkraft. Diese beiden Kräfte können durch Wahl der Laserparameter einzeln gezielt eingestellt oder miteinander kombiniert und in verschiedenen Geometrien eingesetzt werden. Auf ihnen beruht das Funktionsprinzip vieler atomoptischer Elemente und sie bilden die Grundlage des gesamten Feldes der Laserkühlung.

Da sowohl die Spontankraft als auch die Dipolkraft zur Strahlpräparation und Strahlfokussierung im Rahmen der vorliegenden Arbeit zum Einsatz kommen, werden sie im folgenden näher beschrieben. Detailliertere theoretische Ausarbeitungen zum Thema Lichtkräfte finden sich z.B. in [Dalibard85, Wallis95].

Spontankraft

Die Spontankraft beruht auf dem Rückstoß, der auf ein Atom bei der Absorption und der Emission von Photonen ausgeübt wird: Nach dem Impulserhaltungssatz wird auf das Atom bei jedem einzelnen Absorptionsprozeß der Impuls des absorbierten Photons übertragen, und bei der Emission wird die Schwerpunktsbewegung des Atoms entsprechend dem Impuls des ausgesandten Photons verändert.

Der Impuls eines Photons beträgt $\vec{p} = \hbar \cdot \vec{k}$, wobei \vec{k} den Wellenvektor des Lichtes beschreibt. Dieser Impuls ist generell sehr klein und beträgt für ein Photon mit einer Wellenlänge von 640 nm, wie sie in diesem Atomlithographieexperiment zur Manipulation von Ne* benutzt wird, nur $1 \cdot 10^{-27}$ kg m/s. Da jedoch die Masse eines Neon-Atomes nur 20 u, also $3.2 \cdot 10^{-26}$ kg beträgt, führt bereits die Absorption oder Emission eines einzelnen Photons zu einer meßbaren Geschwindigkeitsänderung von 3.2 cm/sec.

Finden hinreichend viele Impulsüberträge von Photonen auf ein Atom statt, kann mittels der Spontankraft ein Atomstrahl auf beliebig kleine Geschwindigkeiten abgebremst werden.

Die Geschwindigkeit der metastabilen Atome beträgt beim Austritt aus der im Experiment benutzten stickstoffgekühlten Quelle ca. 580 m/s. Um mit Hilfe der Spontankraft den Atomstrahl zu stoppen, müssen auf ein Atom 18000 Photonenrückstöße übertragen werden. Dies kann z.B. in der in Abbildung 2-24 gezeigten Anordnung geschehen: Ein Laserstrahl wird dem Atomstrahl direkt entgegengerichtet. Die Atome absorbieren ein Photon und geben es als Fluoreszenzlicht in eine zufällige Richtung wieder ab. Wird mit dem Laser ein geschlossener Übergang angeregt, so befinden sich die Atome nach einem Absorptions-/Emissionszyklus wieder im vorherigen Ausgangszustand und können erneut ein Photon absorbieren. Während eines solchen Absorptions/Emissionszyklus finden zwei Photonenrückstöße statt, einer in Richtung des Laserstrahles bei der Absorption und ein weiterer in eine zufällige Richtung bei der Reemission des Photons. Über viele Zyklen gemittelt verschwindet der Impulsübertrag der Emissionsprozesse aufgrund der zufälligen Richtung der Emission, und es verbleibt ein gemittelter Impulsübertrag in Laserstrahlrichtung.

Da sich während der Abbremsung eines Atomstrahles nach dem in Abbildung 2-24 dargestellten Schema die Dopplerverschiebung des atomaren Überganges verändert, muß entweder die Laserfrequenz während des Abbremsvorganges entsprechend verändert werden (sog. Chirp Slowing, [Ertmer85]), oder die Änderung der Dopplerverschiebung kann durch eine Zeemanverschiebung mittels eines zusätzlichen, ortsabhängigen Magnetfeldes kompensiert werden [Phillips82].

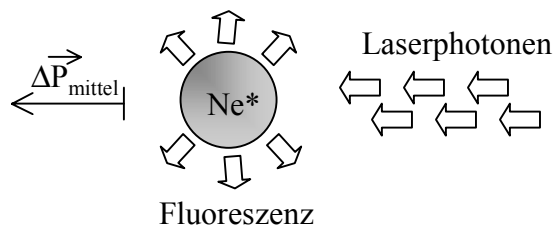


Abbildung 2-24: Spontankraft

Die Spontankraft läßt sich als Produkt aus dem Photonenimpuls und der Streurrate berechnen und beträgt [Metcalf99]

$$\vec{F}_{\text{spontan}} = \hbar \vec{k} \cdot \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{s}{1 + s + \frac{4\Delta^2}{\Gamma^2}}$$

Γ bezeichnet die natürliche Linienbreite des Überganges, Δ die Verstimmung des Lasers gegenüber der atomaren Resonanz und s den Sättigungsparameter. Der Sättigungsparameter ist proportional zur eingestrahlten Laserintensität, wobei der Kehrwert der Proportionalitätskonstante als Sättigungsintensität bezeichnet wird.

Bei zunehmender Laserintensität und damit bei zunehmender Sättigung strebt die Spontankraft gegen den Grenzwert

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \vec{F}_{\text{spontan}} = \hbar \vec{k} \cdot \frac{\Gamma}{2}$$

Die Spontankraft kann also nicht beliebig groß werden, sondern zeigt ein Sättigungsverhalten.

Die anschauliche Erklärung hierfür liegt darin, daß die Spontankraft an das Auftreten eines spontanen Emissionsprozesses gebunden ist. Die Zeitdauer der spontanen Emission ist jedoch durch die natürliche Linienbreite bestimmt und damit nicht durch das eingestrahlte Laserfeld beeinflussbar. Bei großen Sättigungsintensitäten nimmt mit weiter steigender Intensität lediglich die Rate der stimulierten Emissionsprozesse zu. Stimuliert emittierte Photonen werden jedoch in Richtung des Laserstrahles ausgesandt, so daß sich bei einem Zyklus aus Absorption und stimulierter Emission die beiden Photonenrückstöße auf das Atom exakt aufheben.

Für den in diesem Experiment benutzten Neon-Übergang bei 640 nm beträgt die maximale Spontankraft $2.1 \cdot 10^{-20}$ N, was einer Beschleunigung von $6.5 \cdot 10^5$ m/sec² entspricht. Demnach kann ein anfänglich 580 m/s schneller Atomstrahl auf einer Strecke von nur 25.7 cm gestoppt werden, wenn mit der maximalen Spontankraft abgebremst wird.

Die Spontankraft wird in der Atomoptik vielfach angewendet [für Übersichtsartikel siehe z.B. Adams94, Seng95]. Sie wird sowohl zur Abbremsung, d.h. Verringerung der mittleren atomaren Geschwindigkeit, als auch zur Kühlung, d.h. Verringerung der Geschwindigkeitsbreite eines atomaren Ensembles, eingesetzt. Die Kraft ist dissipativ und kann nicht mittels eines Potentials beschrieben werden.

Dipolkraft

Die zweite fundamentale Lichtkraft ist die sogenannte Dipolkraft. Sie läßt sich anschaulich wie folgt erklären: Ein elektromagnetisches Feld wie z.B. ein Laserstrahl kann in einem Atom ein Dipolmoment induzieren. Analog wie beim klassischen getriebenen harmonischen Oszillator kommt es dabei je nach der Frequenz der Anregung zu einer Phasenverschiebung zwischen dem induzierten Dipol und dem treibenden Lichtfeld: Liegt die Anregungsfrequenz weit unter einer Resonanz, so folgt der induzierte Dipol in Phase. Liegt die Anregungsfrequenz jedoch weit oberhalb einer Resonanz, so tritt eine Phasenverschiebung um 180° auf. Dazwischen findet ein kontinuierlicher Übergang statt. Die Kraftwirkung auf das Atom resultiert aus der Wechselwirkung des induzierten Dipolmomentes mit dem induzierenden Feld, $W = -\vec{\mu} \cdot \vec{E}$, und hängt damit von der genauen Phasenlage ab. Für Frequenzen, die kleiner sind als eine atomare Resonanzfrequenz (sog. Rotverstimmung des Lasers) ist die Kraft attraktiv, wohingegen sie für größere Frequenzen (Blauverstimmung) repulsiv ist.

Quantenmechanisch läßt sich die Dipolkraft elegant im sogenannten "dressed atom" Modell erklären [Dalibard85]. Hierfür wird neben den inneren Anregungszuständen des Atoms auch die Energie des Lichtfeldes in das betrachtete System einbezogen. Die Zustände des Systems werden dann als $|\psi\rangle = |\alpha, n\rangle$ bezeichnet, wobei $\alpha = g$ oder e den inneren Zustand (Grundzustand oder angeregter Zustand) des Atomes und n die Anzahl der Photonen des Lichtfeldes beschreiben. Da bei einem Absorptions- oder Emissionsprozeß keine Energie aus dem betrachteten System verloren geht, sondern lediglich Energie zwischen Atom und Lichtfeld umverteilt wird, sind die beiden beteiligten Zustände, $|g, n\rangle$ und $|e, n-1\rangle$, bis auf eine eventuelle Verstimmung des Lasers gegenüber der atomaren Resonanz entartet. Durch die Möglichkeit der Absorption oder der stimulierten Emission werden Zustände, die ein Atom im Grundzustand enthalten, mit einem Zustand, der das Atom im angeregten Zustand enthält, gekoppelt. Der entsprechende Übergangsoperator führt dabei zu einer energetischen Verschiebung der beteiligten Energieniveaus, aus der die Dipolkraft auf das Atom resultiert (siehe Abbildung 2-25).

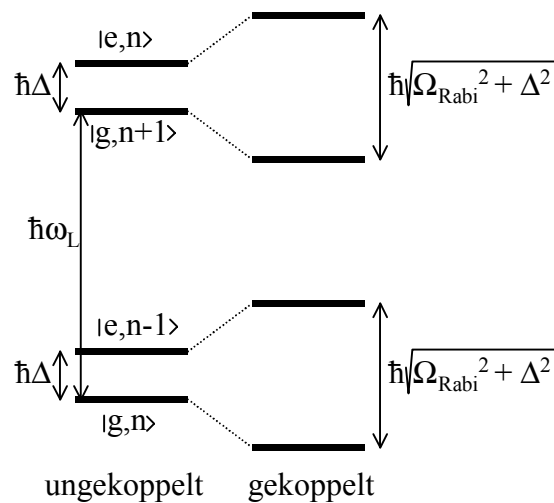


Abbildung 2-25: Niveaushiftung im "dressed atom" Bild [Dalibard85]

Die Dipolkraft lässt sich als Gradient des Potentials

$$U_{\text{Dipol}} = \frac{\hbar \cdot \Delta}{2} \cdot \ln\left(1 + \frac{2 \cdot \Omega_{\text{Rabi}}^2}{\Gamma^2 + 4 \cdot \Delta^2}\right) = \frac{\hbar \cdot \Delta}{2} \cdot \ln\left(1 + \frac{s}{1 + \frac{4 \cdot \Delta^2}{\Gamma^2}}\right)$$

berechnen [Metcalf99]. Die Rabifrequenz Ω_{Rabi} beschreibt die Kopplungsstärke zwischen dem Grundzustand und dem angeregten Zustand. Sie ist intensitätsabhängig und hängt mit der Sättigungsintensität I_{sat} des Überganges gemäß

$$s = \frac{I}{I_{\text{sat}}} = \frac{2 \cdot \Omega_{\text{Rabi}}^2}{\Gamma^2}$$

zusammen. Die Kraft zeigt kein Sättigungsverhalten, sondern kann prinzipiell beliebig große Werte annehmen. Da sie konservativ ist und aus einem Potential abgeleitet werden kann, kann sie nicht zur Kühlung von Atomen eingesetzt werden. Sie dient aber vielfach zum Führen von Atomen und wird in der Atomlithographie zum Fokussieren eines Atomstrahles eingesetzt.

Für große Verstimmungen wird die Dipolkraft proportional zu I/Δ , während sich die Spontankraft proportional zu I/Δ^2 verhält. Dementsprechend kann durch geeignete Wahl der Laserintensität und der Verstimmung der Anteil beider Kräfte bei der Wechselwirkung von Licht mit Atomen gezielt eingestellt werden.

Die Dipolkraft und die Spontankraft wurden in diesem Kapitel phänomenologisch eingeführt. Sie lassen sich jedoch auch mathematisch einheitlich herleiten [Metcalf99]:

Hierfür wird der quantenmechanische Kraftoperator als zeitliche Ableitung des Impulsoperators eingeführt und mit Hilfe der Dichtematrix ρ der entsprechende Erwartungswert gebildet:

$$\langle \hat{F} \rangle = \left\langle \frac{d}{dt} \hat{p} \right\rangle = \frac{i}{\hbar} \langle [\hat{H}, \hat{p}] \rangle = - \left\langle \frac{\partial}{\partial z} \hat{H} \right\rangle = -\text{Tr}(\rho \frac{\partial}{\partial z} \hat{H})$$

Die Dichtematrix läßt sich durch Lösen der von-Neumann-Gleichung, gegebenenfalls unter Berücksichtigung einer phänomenologischen Relaxationsmatrix, bzw. der daraus folgenden optischen Blochgleichungen erhalten [Scully97].

Der relevante, z-abhängige Anteil des gesamten Hamiltonoperators wird vom Dipolübergangsoperator gebildet. Seine Ortsabhängigkeit kann verschiedene Ursachen haben: Im Falle einer laufenden Lichtwelle ist die Phase der Welle ortsabhängig. Die Lösung der optischen Blochgleichungen mit einem solchen Lichtfeld und Einsetzen in den Erwartungswert der Kraft ergibt die Formel für die Spontankraft. Bei einer stehenden Lichtwelle hingegen ist die Amplitude ortsabhängig. Eine entsprechende Rechnung liefert die obige Formel für die Dipolkraft.

Ein konkretes Anwendungsbeispiel für Lichtkräfte in der Atomlithographie ist die Fokussierung eines Atomstrahles in einer blau verstimmtten Stehwelle (Abbildung 2-26). Das Bild zeigt das von einer solchen Stehwelle bewirkte repulsive Dipolpotential sowie dessen fokussierende Wirkung auf einen quer zur Stehwelle einlaufenden Atomstrahl. Die Atome werden zu parallelen Linien fokussiert, die entsprechend der Periodizität des Stehwellenpotentials einen Abstand von genau der halben Lichtwellenlänge haben. Im Bild dargestellt ist die Bewegung der Atome in einer Ebene parallel zur Ausbreitungsrichtung des Atomstrahles. Es zeigt sich, daß mit dieser Methode Linienbreiten weit unterhalb von 100 nm erzeugt werden können [McClell93, McGow95, Natarajan96, Drodo97].

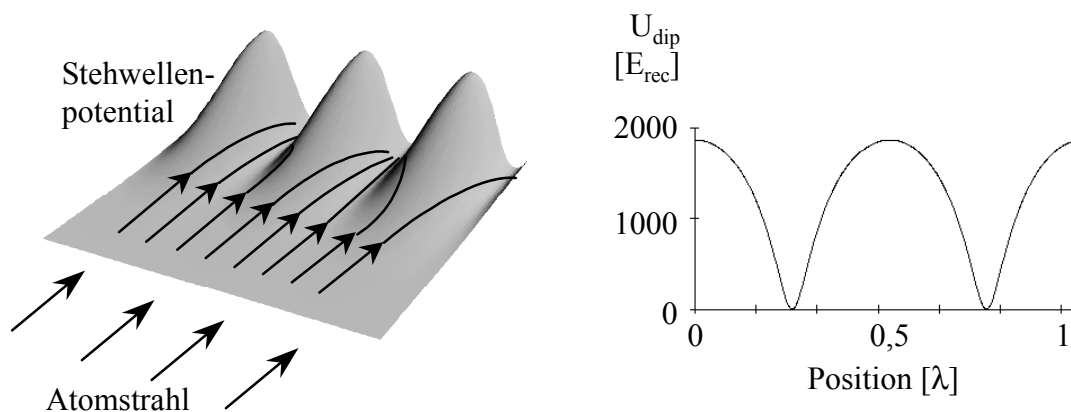


Abbildung 2-26: Fokussierung eines Atomstrahles im Potential einer blauverstimmtten Stehwelle

Im rechten Teilbild von Abbildung 2-26 ist ein Schnitt durch das Potential in der Stehwellenmitte gezeigt. Für diese Rechnung wurde eine Laserleistung von 1 mW, ein Waist von 100 μm und eine Verstimmung von 10 natürlichen Linienbreiten angenommen. Der gewählte Übergang war der Ne^* Übergang von $3s[3/2]_2$ nach $3s[5/2]_3$ bei 633.4 nm. Als Einheit für das Dipolpotential wurde die Recoil-Energie, definiert als

$$E_{\text{rec}} = \frac{\hbar^2 \cdot k^2}{2 \cdot m},$$

gewählt.

Die Rechnung ergibt insbesondere, daß das Potential nur in der Nähe der Knoten harmonisch ist. Dies bewirkt Linsenfehler, die bei einer Abschätzung der erzielbaren Strukturweiten berücksichtigt werden müssen. Eine numerische Simulation hierzu findet sich in 2.3.4 .

Die maximale Potentialhöhe beträgt bei dieser Beispielrechnung $1933 E_{\text{rec}}$. Dies entspricht einem Impuls von $44 \hbar k$ und damit einer transversalen Geschwindigkeit der Atome von 1.4 m/s. Dementsprechend ist für die Stehwellenfokussierung eine gute transversale Strahlkollimation nötig. Solche Strahlkollimationen können durch Laserkühlen der transversalen Bewegung erreicht werden und stellen ein Beispiel für die Anwendung der Spontankraft in atomlithographischen Experimenten dar.

"Quenching"

Neben der Beeinflussung der äußeren Freiheitsgrade der Atome durch die Spontan- oder die Dipolkraft bietet sich bei metastabilen Edelgasen auch eine Manipulation der inneren Zustände an, um Lichtmasken für die Atomlithographie zu erzeugen [Johnson98]. Dieses Verfahren nutzt aus, daß nur Atome im metastabilen Zustand, nicht jedoch solche im Grundzustand, genug innere Energie haben, um ein Resist zu belichten.

Im Rahmen dieser Arbeit wird Quenching erstmals mit Ne^* und mit einem langsamen Atomstrahl untersucht und eingesetzt. Wie in Kapitel 2.3.4 gezeigt wird, impliziert die Verwendung eines langsamen Strahles das Vorliegen eines neuen Regimes, in dem das Quenching studiert wird.

Die Abregung der Atome in den Grundzustand kann im Falle des benutzten Ne^* -Zustandes gezielt durch Einstrahlung eines sogenannten Quenchlasers erfolgen (siehe Abbildung 2-27): Licht mit einer Wellenlänge von 633,4 nm regt den metastabilen Zustand $3s[3/2]_2$ in den Zustand $3p[5/2]_3$ an. Dieser Zustand kann sowohl wieder zurück in den $3s[3/2]_2$ als auch - über ein kurzlebiges Zwischenniveau und mit Aussendung eines UV-Photons - in den Grundzustand zerfallen. Die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall in den Grundzustand liegt bei 66%.

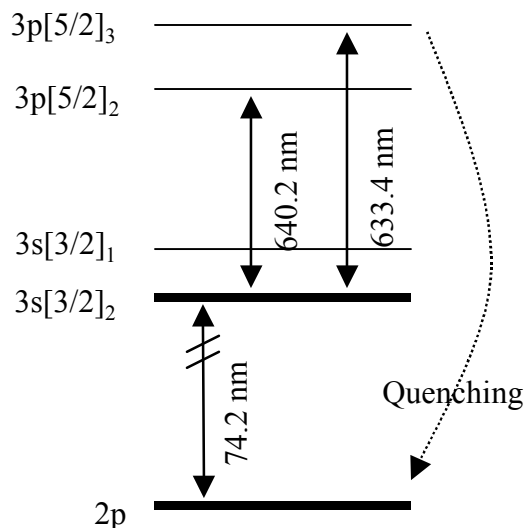


Abbildung 2-27: Ausschnitt aus dem Niveauschema von Ne

Ein Anwendungsbeispiel des Quenchings für die Atomlithographie ist in Abbildung 2-28 gezeigt: In einer stehenden Quenchwelle können Atome bei geeigneten Parametern selektiv in den Bereichen hoher Lichtintensität, d.h. in den Wellenber-

gen, abgeregt werden, wohingegen Atome im Bereich der Wellenknoten nur wenig gequench werden.

Sättigungseffekte können ausgenutzt werden, um auf diese Weise Linienbreiten auf einem Substrat zu erzielen, die weit unterhalb einer halben Wellenlänge sind. Beispielsweise zeigt der rechte Teil von Abbildung 2-28 die Sättigung und die resultierende Streurrate in der Mitte einer stehenden Quenchwelle, berechnet für den Ne*-Übergang bei 633.4 nm bei einer Verstimmung von 0Γ , einer Leistung von $50 \mu\text{W}$ und einem Waist von $100 \mu\text{m}$.

Die Streurrate ist nur in schmalen Bereichen um die Positionen 0.25λ und 0.75λ von ihrem Sättigungswert verschieden. Die FWHM-Breite dieser Bereiche beträgt bei den gewählten Parametern nur $\lambda/97$. Für eine Abschätzung der Lokalisation der Atome in einer solchen Stehwelle muß zusätzlich jedoch berücksichtigt werden, daß eine Lokalisierung automatisch auch Beugungseffekte bewirkt, in direkter Analogie zur Beugung von Licht an einem Spalt. Es ist daher vorteilhaft, nicht mit einer resonanten, sondern mit einer etwas blauverstimmten stehenden Quenchwelle zu arbeiten, bei der die Beugung z.T. mit Hilfe des Dipolpotentials "kompensiert" wird. Eine solche Anordnung kann mit Hilfe von Simulationsrechnungen wie im nächsten Kapitel beschrieben charakterisiert werden.

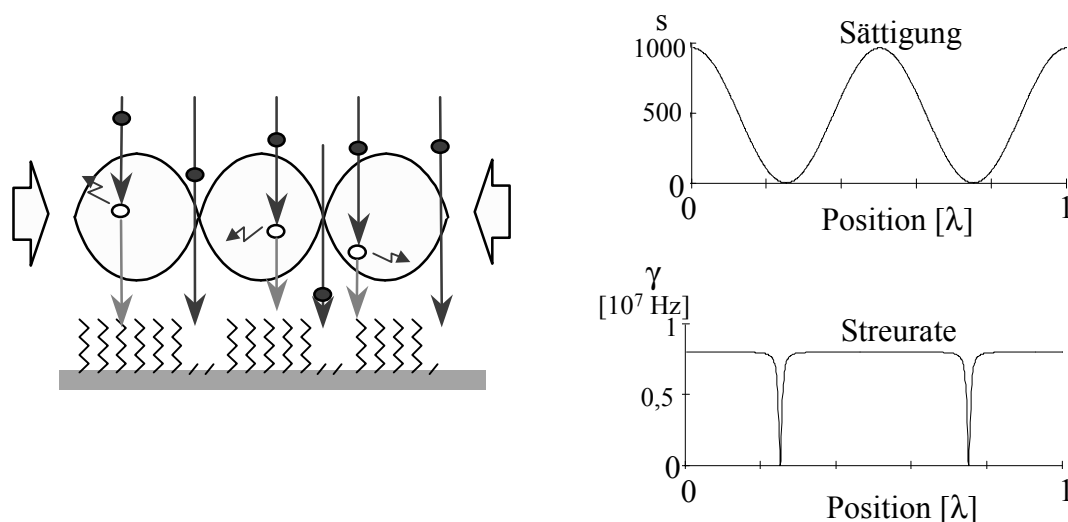


Abbildung 2-28: Atomstrahlstrukturierung mittels Quenching.
Links: Prinzip. Rechts: Sättigung und resultierende Streurrate (Parameter s. Text)

2.3.4 Simulationsrechnungen

Fokussierung eines schnellen Strahles

Wie oben diskutiert lassen sich Stehwellen gezielt als "Atomlinsenarrays" zur Fokussierung eines Atomstrahles einsetzen. Diese Atomlinsen sind jedoch keine idealen Linsen, sondern verfügen über verschiedene Linsenfehler. Um die erzielbare Linienbreite und damit das Potential der Atomlithographie abzuschätzen, werden im folgenden die atomoptischen Eigenschaften einer blau verstimmt ein-dimensionalen stehenden Lichtwelle als Modell für mög-

liche komplexere Anordnungen untersucht. Daraus werden sich auch die Anforderungen ergeben, die an die Strahlpräparation gestellt werden, bevor der Strahl in die Stehwelle einläuft.

Die deBroglie-Wellenlänge eines Atomstrahles liegt selbst bei einem nur 30 m/s schnellen Strahl unterhalb von 1 nm und ist damit deutlich kleiner als die transversale Dimension einer Stehwellenlinse, die eine halbe Laserwellenlänge, im Falle des hier betrachteten Neonüberganges also $0.5 \cdot 633.4$ nm, beträgt. Daher bietet es sich für eine erste Näherung an, klassische Trajektorienrechnungen im Dipolpotential der Stehwelle durchzuführen. Solche Rechnungen entsprechen einer "Newtonschen Atomoptik" [Metcalf99], im Gegensatz zu wellenmechanischen Rechnungen, die auf einer Lösung der Schrödingergleichung beruhen.

Konkret wird für die folgenden Rechnungen der Neon-Übergang vom $3s[3/2]_2$ zum $3p[5/2]_3$ betrachtet, der eine Wellenlänge von 633.4 nm und eine natürliche Linienbreite von $\Gamma = 16.1 \cdot 10^6$ Hz besitzt. Es wird zunächst von einem Strahl mit einer mittleren Geschwindigkeit von 580 m/s ausgegangen, wie er von der stickstoffgekühlten Ne^* -Quelle in diesem Experiment erzeugt wird.

An die Wahl der Laserparameter (Leistung, Verstimmung und Waist) werden verschiedene Anforderungen gestellt. Als erstes sollen keine spontanen Prozesse auftreten, da sie zu unkontrollierten Photonenrückstößen und damit zu einer Impulsdiffusion führen, welche die erzielbaren Linienbreiten vergrößert. Um spontane Prozesse zu vermeiden, wird ausgenutzt, daß sich die Dipolkraft bei hinreichend großer Verstimmung proportional zum Quotienten aus der Laserintensität und der Verstimmung, I/Δ , verhält, wohingegen die Spontankraft proportional zu I/Δ^2 ist. Werden die Intensität und die Verstimmung also im gleichen Verhältnis vergrößert, so bleiben die Dipolpotentiale unverändert, während die spontanen Prozesse abnehmen.

Die maximale Streurrate in einer Stehwelle läßt sich recht einfach abschätzen:

Die maximale Intensität in der Stehwelle ist mit der eingestrahnten Laserleistung P verknüpft über die Beziehung [Kneubühl91]

$$I_{\max} = \frac{8 \cdot P}{\pi \cdot w^2}$$

wobei w den Waist des Laserstrahles angibt.

Die maximale Streurrate in der Stehwelle beträgt damit [Metcalf99]

$$r_{\max} = \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{I_{\max}}{I_{\text{sat}}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{I_{\max}}{I_{\text{sat}}} + \frac{4 \cdot \Delta^2}{\Gamma^2}},$$

wobei die Sättigungsintensität I_{sat} des Überganges aus der Wellenlänge und der natürlichen Linienbreite berechnet werden kann:

$$I_{\text{sat}} = \frac{\pi}{3} \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda^3} \cdot \Gamma.$$

Eine obere Abschätzung für die Anzahl der gestreuten Atome ergibt sich aus der maximalen Streurrate multipliziert mit der Zeit, die ein Atom zum Durchqueren der Stehwelle braucht. Die Breite der Stehwelle wird als $2w$ angenommen. In Wirklichkeit treten jedoch weniger spontane Prozesse auf, da nur in den Wellenbäuchen auf der Stehwellenachse die maximale

Intensität vorliegt, und ferner die Atome durch die Dipolkraft in Gebiete kleiner Intensitäten gedrängt werden.

Nach dieser groben Abschätzung ergibt sich, daß z.B. bei einem Waist von $100 \mu\text{m}$, einer Laserleistung von $P = 100 \mu\text{W}$ und einer Verstimmung von $\Delta = 140 \Gamma$ weniger als 0.017 spontane Prozesse stattfinden, so daß sie zu vernachlässigen sind.

Um die Formel für das Dipolpotential aus Kapitel 2.3.3 anwenden zu können, muß eine weitere Bedingung erfüllt sein: Bei der Herleitung der Formel wurde die Gleichgewichtslösung der Bloch-Gleichungen benutzt. Dies bedeutet, daß sich die inneren Zustände des Atomes immer den Änderungen des Lichtfeldes anpassen müssen, d.h., daß die Bewegung adiabatisch verläuft. Die Zeitskala, auf der diese Anpassung stattfindet, ist gegeben durch das Inverse der natürlichen Linienbreite, Γ^{-1} . Zur Anwendung der Formel muß also die relative Änderungsrate der Intensität kleiner als Γ sein [McClell95]:

$$\frac{1}{I} \cdot \frac{dI}{dt} = \frac{1}{I} \cdot \frac{dI}{dz} \cdot v < \Gamma,$$

wobei angenommen wird, daß sich die Atome mit der Geschwindigkeit v in Richtung der z -Achse bewegen und die Stehwelle quer dazu in x -Richtung ausgerichtet ist. Aufgrund des Gaußprofils der Intensität in z -Richtung reduziert sich die Formel auf

$$\frac{2 \cdot v \cdot z}{w^2} < \Gamma$$

an allen Stellen z im Inneren der Stehwelle. Dies ist für einen 580 m/s schnellen Strahl und einem Laserwaist von $w = 100 \mu\text{m}$ erfüllt, da z.B.

$$\frac{2 \cdot v \cdot w}{w^2} = 1,16 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{sec}} \quad \text{und} \quad \Gamma = 1,61 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{sec}}.$$

Für einen 580 m/s schnellen Strahl sind also bei einer Wahl des Laserwaistes von $100 \mu\text{m}$, einer Leistung von $P = 100 \mu\text{W}$ und einer Verstimmung von 140Γ alle Voraussetzungen zur klassischen Trajektorienrechnung erfüllt. Für die folgenden numerischen Simulationen wurde ferner angenommen, daß die longitudinale Anfangsgeschwindigkeit der Atome durch die Dipolpotentiale nicht verändert wird. Dies ist in sehr guter Näherung gegeben, da z.B. eine Anfangsgeschwindigkeit von 580 m/s einem Anfangsimpuls von $18125 \hbar k$ entspricht, wohingegen die Potentialhöhe bei den gewählten Parametern nur $13 \hbar k$ entspricht.

Zur Berechnung der Trajektorien wurde die Bewegungsgleichung für den Abstand x der Atome von der Knotenlinie der Stehwelle,

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial x} U_{\text{Dipol}}(x, z = v \cdot t)$$

mit einem Runge-Kutta-Verfahren vierter Ordnung numerisch gelöst.

Fokussierung im Regime einer dünnen Linse

Abbildung 2-29 zeigt das Resultat einer solchen Rechnung. Hier wurde als Anfangsbedingung ein sich exakt in z-Richtung ausbreitender Atomstrahl angenommen, der eine einzelne Stehwellenlinsen homogen ausleuchtet.

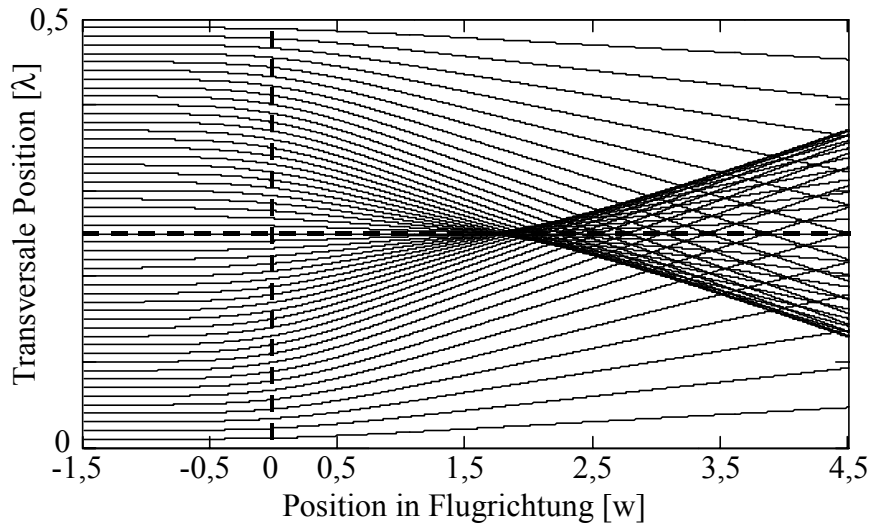


Abbildung 2-29: Trajektorienrechnung: Fokussierung eines von links einlaufenden Atomstrahles.
 Vertikale gestrichelte Linie: Stehwellenachse. Horizontale gestrichelte Linie: Knotenlinie
 $v = 580 \text{ m/s}$, $P = 100 \text{ μW}$, $w = 100 \text{ μm}$, $\Delta = 140 \text{ Γ}$

Die Position der Atome in Ausbreitungsrichtung ist dabei in Einheiten des Laserwaistes w angegeben, wohingegen die transversale Position in der Stehwelle in Einheiten der Wellenlänge λ gezeichnet ist. Die horizontale gestrichelte Linie zeigt die Knotenlinie der Stehwelle. Die vertikale gestrichelte Linie gibt die Position der Stehwellenachse an.

Man erkennt, daß die Trajektorien nach Durchlaufen der Stehwelle fokussiert werden. Der Fokus liegt ca. $1,5 w$ hinter der Stehwellenachse auf der Knotenlinie. Da es sich bei der Stehwellenlinse nicht um eine ideale Linse handelt, schneiden sich nicht alle Trajektorien im Fokus: Das Stehwellenpotential ist im Randbereich anharmonisch und ist dort nicht steil genug, um auch die äußeren Trajektorien in den Fokus zu lenken. Bei einem in der Fokalebene positionierten Substrat führt diese sphärische Aberration prinzipiell sowohl zu einer endlichen Linienbreite als auch zu einer großflächigen Untergrundbelichtung (s.u.).

Der relativ große Abstand der Fokalebene von der Stehwellenachse bei den vorliegenden Beispielparametern ist für die Atomlithographie ungeeignet, da bereits eine kleine Abweichung des Atomstrahles von einer exakt zur Knotenlinie parallelen Ausbreitungsrichtung zu einer deutlichen transversalen Verschiebung des Fokus führt. In einem realen Atomstrahl ist eine leichte transversale Divergenz jedoch nie zu vermeiden, so daß die Überlagerung aller vorhandenen transversalen Geschwindigkeitskomponenten insgesamt eine starke Linienverbreiterung bewirkt.

Exemplarisch zeigt Abbildung 2-30 Trajektorien, die alle mit einem kleinen, aber nicht verschwindenden transversalen Impuls von $3 \hbar k$ in die Stehwellenlinse einlaufen. Die Verschiebung des Fokus ist durch die beiden Pfeile markiert und deutlich zu sehen. Sie beträgt konkret 30 nm .

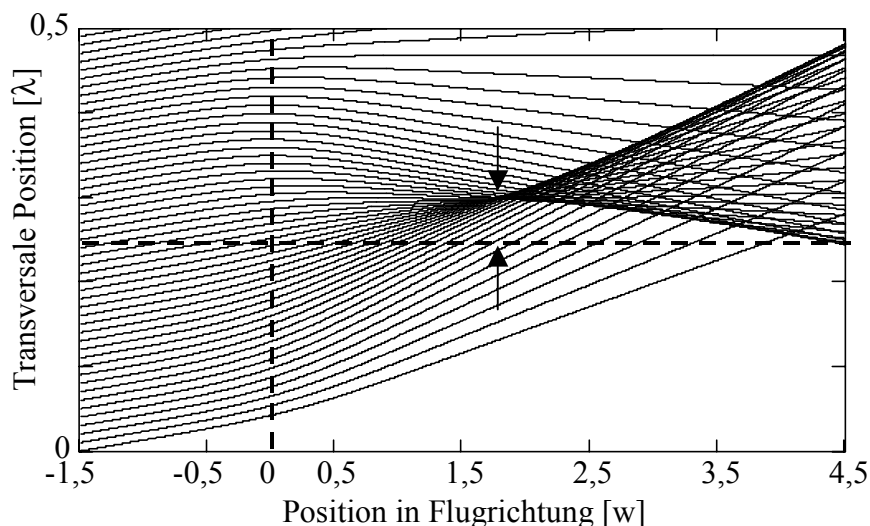


Abbildung 2-30: Wie Abbildung 2-29, aber mit transversalem Impuls von 3 Photonenrückstößen

Bei diesem Effekt handelt es sich nicht um einen eigentlichen Linsenfehler, da auch bei einer idealen Linse parallele, aber unter einem Winkel α einlaufende Strahlen in einem Punkt fokussiert werden, der einen Abstand $h = f \cdot \tan(\alpha)$ von der Längsachse hat.

Fokussierung im Regime der dicken Linse

Um den Fokus entlang der Knotenlinie zur Stehwellenachse hin zu verschieben, kann die Stehwellenleistung erhöht werden. Bei einer Leistung von $P = 1 \text{ mW}$ liegt der Fokus fast auf der Stehwellenachse, und eine Berechnung ergibt, daß auch bei einer solchen Leistung die Formel für das Dipolpotential weiterhin gültig ist.

Die seitliche Fokusverschiebung durch einen transversalen Anfangsimpuls von $3\hbar k$ ist nun wesentlich geringer und beträgt nur noch 8,9 nm. Entsprechende Trajektorienrechnungen sind in Abbildung 2-31 gezeigt.

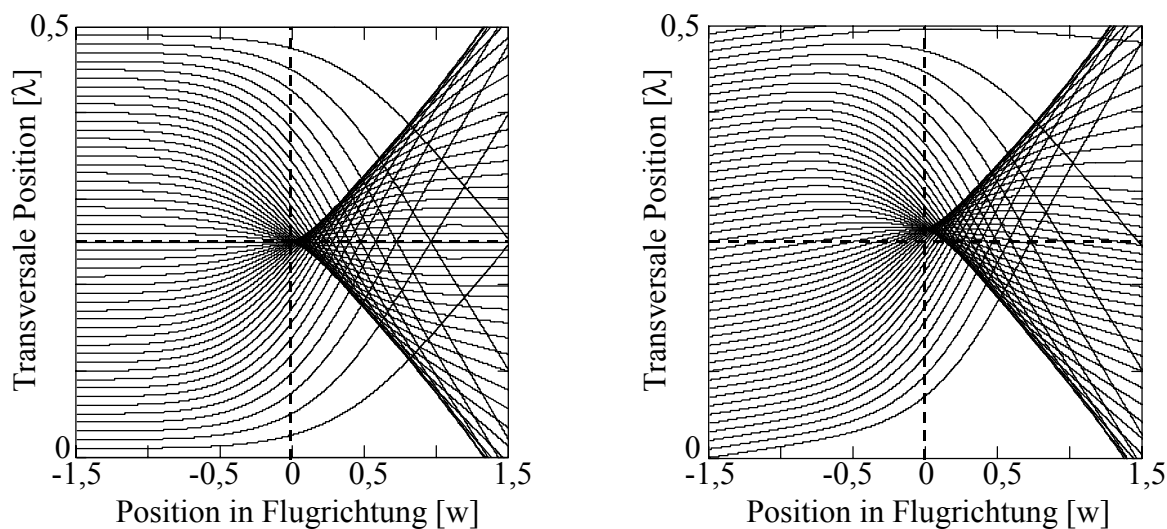


Abbildung 2-31: links wie Abbildung 2-29, rechts wie Abbildung 2-30, aber mit $P = 1 \text{ mW}$ und über einen kleineren Bereich in Flugrichtung gezeichnet

Da sich eine endliche transversale Geschwindigkeit der Atome im wesentlichen in der Verschiebung der Linienform, die von genau senkrecht einlaufenden Atomen bewirkt wird, äußert, werden im folgenden als erstes Atome mit einem transversalen Impuls von $0 \hbar k$ betrachtet und der Einfluß der sphärischen Aberration untersucht. Der Einfluß transversaler und longitudinaler Geschwindigkeitsbreiten wird daran anschließend diskutiert.

Einfluß der sphärischen Aberration

Um den Einfluß der sphärischen Aberration genauer zu quantifizieren, wurden im folgenden die Fokusposition und die Linienbreite bei einem in der Fokalebene positionierten Substrat ermittelt. Hierfür wurden 2000 Trajektorien, die die Stehwellenlinse am Anfang homogen und mit verschwindendem transversalen Impuls bevölkern, berechnet und ihr Schnittpunkt mit der Knotenlinie der Stehwelle ermittelt. Die Position dieser Schnittpunkte wurde dann in einem Histogramm aufgetragen, wobei die gesamte betrachtete Längsposition von drei Waistbreiten in 2000 Bins eingeteilt wurde. Aus diesem Histogramm kann die genaue Fokusposition abgelesen werden. In einer anschließenden Rechnung wurden dann die Schnittpunkte der 2000 Trajektorien mit der Fokalebene ermittelt, um die Linienbreite auf einem dort aufgestellten Substrat zu berechnen. Die transversale Position der Auftreffpunkte auf dem Substrat wurde in ein Histogramm eingetragen, für das der gesamte mögliche Bereich, der von 0 bis $\lambda/2$ reicht, in 1000 Bins unterteilt wurde.

Für die hier betrachteten Laserparameter ergibt sich aus den jeweiligen Bin-Größen eine Genauigkeit für die Bestimmung der Fokusposition von 150 nm und eine Genauigkeit der Linienbreitenbestimmung von 0,32 nm.

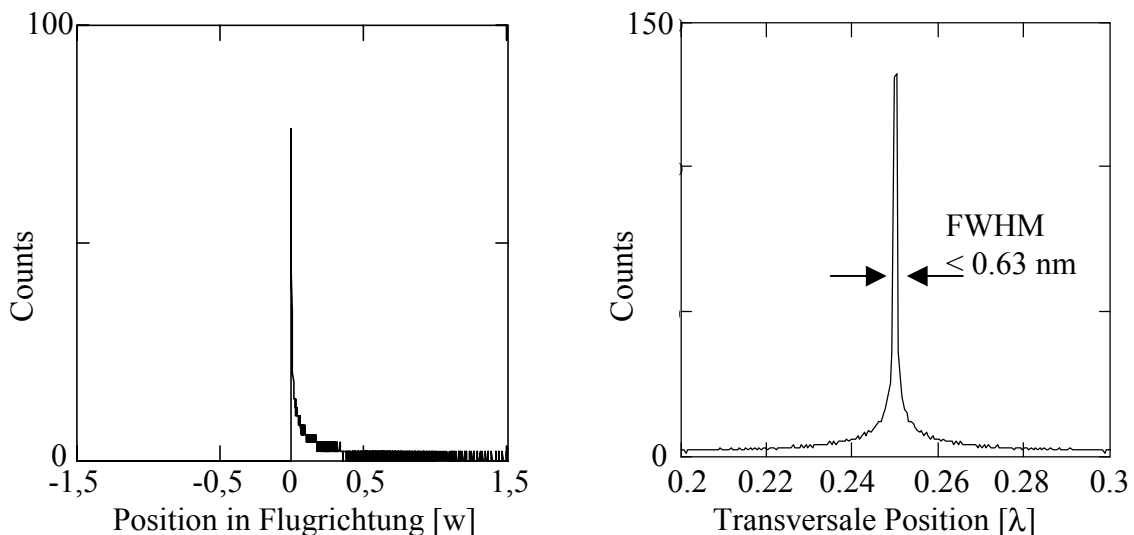


Abbildung 2-32: Histogramme berechnet aus 2000 Trajektorien.
Links: Längsschnitt entlang der Knotenlinie.
Rechts: Querschnitt bei der Maximumposition des Längsschnittes.
 $v = 580 \text{ m/s}$, $P = 1 \text{ mW}$, $w = 100 \text{ }\mu\text{m}$, $\Delta = 140 \text{ }\Gamma$

Zwei solche Histogramme, berechnet mit den zum linken Teilbild von Abbildung 2-31 gehörigen Parametern (Einlaufgeschwindigkeit der Atome von 580 m/s, transversaler Anfangsimpuls $0 \hbar k$, Laserwaist $100 \text{ }\mu\text{m}$, Laserverstimmung $140 \text{ }\Gamma$ und Laserleistung 1 mW) sind in Abbildung 2-32 gezeigt.

Das linke Bild zeigt ein Histogramm der Lage der Schnittpunkte der Trajektorien mit der Knotenlinie der Stehwelle. Man erkennt einen Schnittpunkt von maximal 74 Trajektorien bei der Position der Stehwellenachse. Dieses Maximum ist zu kleineren Positionen hin scharf begrenzt und besitzt bei größeren Positionen in Flugrichtung eine abfallende Flanke. Dieses Verhalten läßt sich anschaulich erklären: die Position des Maximums gibt die Fokusposition bei einem idealen, harmonischen Potentialverlauf an. Da das Potential aber insbesondere im Randbereich schwächer als ein harmonisches Potential ist, werden im Randbereich einlaufende Trajektorien nicht stark genug abgelenkt und schneiden die Knotenlinie erst später. Die abfallende Flanke ist somit eine direkte Konsequenz der sphärischen Aberration. Wenn man die Anzahl der Trajektorien im Maximum, 74, relativ zur Anzahl der berechneten Trajektorien, 2000, betrachtet, so läßt dies zunächst einen relativ starken Einfluß der sphärischen Aberration vermuten.

Die sich nach dieser Rechnung für ein in der Fokalebene positioniertes Substrat ergebende Linienform ist im rechten Teilbild von Abbildung 2-32 gezeigt. Man sieht, daß der Einfluß der sphärischen Aberration auf die Linienbreite wider Erwarten erstaunlich gering ist: Der Bereich des Maximums ist 2 Bins breit, woraus sich eine FWHM-Breite von 0.63 nm oder weniger ergibt. Der "Fuß" des Maximums besitzt kleine Flanken, die durch Atome erzeugt werden, welche aufgrund der sphärischen Aberration erst hinter dem Maximum fokussiert werden.

Im zentralen Maximum befinden sich nur $2 \cdot 128$ Punkte von insgesamt 2000. Die anderen Punkte verteilen sich auf die beiden kleinen Flanken sowie auf einen breiten, aber sehr kleinen Untergrund. Die Höhe der Maxima der beiden Histogramme in Abbildung 2-32 ist aufgrund des unterschiedlichen Binnings (Breite und Richtung der Bins) nicht identisch.

Als Haupteffekt der sphärischen Aberration kann somit die Erzeugung eines kleinen Linienfußes und eines sehr flachen, aber nicht verschwindenden Untergrundes, der außerhalb des Linienfußes bei ca. 1% der Linienhöhe (d.h. bei 1 - 2 Trajektorien pro Bin) liegt, festgestellt werden, wohingegen ihr Einfluß auf die Linienbreite vernachlässigbar ist.

Einfluß endlicher Geschwindigkeitsbreiten des Atomstrahles

In den bisherigen Rechnungen wurde ein Atomstrahl betrachtet, der ideal kollimiert ist und dessen Atome alle die gleiche Geschwindigkeit besitzen. Reale Atomstrahlen haben jedoch eine endliche transversale und longitudinale Geschwindigkeitsverteilung. Die anfängliche transversale Impulsbreite des Strahles wird bestimmt durch die Quellöffnung und den zur Ausbildung des Strahles hinter der Quellöffnung platzierten Skimmer. Konkret ergibt sich z.B. für eine Quellöffnung von 100 μm bei einem Abstand zwischen Skimmer und Quellöffnung von 3 cm und einer Skimmeröffnungsgröße von 1 mm eine Impulsbreite von $\pm 332 \hbar k$ im Falle eines 580 m/s schnellen Ne^* -Strahles. Die longitudinale Geschwindigkeitsbreite hängt stark von den Expansionsparametern ab und beträgt im Falle der in dieser Arbeit benutzten Überschallexpansion 160 m/s (FWHM-Wert bei Stickstoffkühlung) [Scholz94].

Durch verschiedene Methoden der Atomstrahlpräparation lassen sich diese Geschwindigkeitsverteilungen beeinflussen. Beispielsweise kann die transversale Geschwindigkeitsbreite durch Laserkühlverfahren oder - unter Verringerung des Flusses - durch geeignet aufgestellte Blenden reduziert werden. Hinter einer 100 μm breiten Blende, die sich im Abstand von 1 m hinter einer 100 μm großen Quellöffnung befindet, beträgt die transversale Impulsbreite z.B. nur noch 1.8 $\hbar k$. Aufwendiger sind Verringerungen der longitudinalen Geschwindigkeitsbreiten zu erreichen, für die Geschwindigkeitsselektoren aus rotierenden Scheiben oder La-

serkühlverfahren wie Zeeman-Slower und, im Falle eines langsamen Strahles, mitbewegte optische Molassen [Scholz94] angewandt werden können.

Um festzustellen, in welchem Maße diese Strahleigenschaften die Linienbreite und den Kontrast beeinflussen, werden die Auswirkungen einer geänderten transversalen bzw. longitudinalen Geschwindigkeit im folgenden einzeln exemplarisch untersucht. Für ein gegebenes atomlithographisches Experiment müssen die Linienformen aller im Strahl vorliegenden Geschwindigkeitskomponenten aufaddiert werden, um die erzielbare Linienbreite zu errechnen.

Transversale Geschwindigkeitsbreite

Bereits in Abbildung 2-31 wurde der Einfluß einer anfänglichen Transversalgeschwindigkeit festgestellt: sie verbreitert zwar den Fokus für die betrachtete Geschwindigkeit nicht, verschiebt ihn aber transversal. Da in einem Atomstrahl viele transversale Geschwindigkeitskomponenten gleichzeitig vorliegen, führt dies in der Summe zu einer Linienverbreiterung. Um zu demonstrieren, wie gravierend dieser Effekt ist, zeigt Abbildung 2-33 die transversale Verschiebung des Fokus für die Parameter von Abbildung 2-31. Die gestrichelte Linie zeigt die Linienposition für einen transversalen Anfangsimpuls von $0 \hbar k$, die durchgezogene Linie den verschobenen Peak von $3 \hbar k$.

Bei einem Ne^* -Strahl mit einer longitudinalen Geschwindigkeit von 580 m/s bedeutet dieser Transversalimpuls eine Divergenz von nur $166 \mu\text{rad}$ und führt bereits zu einer Linienverbreiterung von 8.9 nm. Eine gute transversale Strahlkollimation ist bei der Fokussierung eines schnellen Atomstrahles also essentiell.

Die unterschiedliche Höhe der beiden Peaks in Abbildung 2-33 ist ein Artefakt des endlichen Binnings - während beim unverschobenen Peak die Atome auf zwei Bins gleichverteilt sind, sind sie im verschobenen Peak zufällig mehr in einem einzelnen Bin konzentriert.

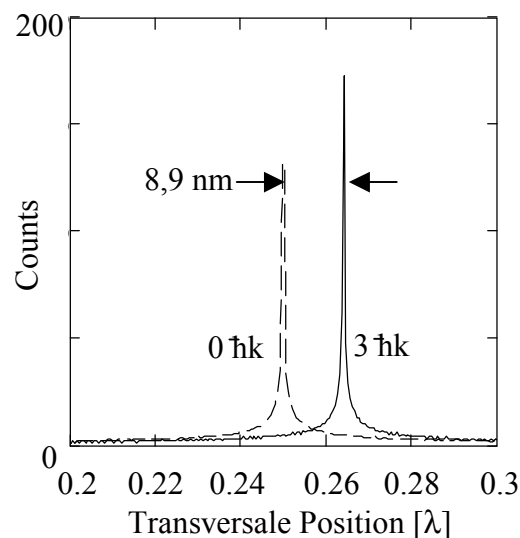


Abbildung 2-33: seitliche Verschiebung des Peaks durch einen transversalen Anfangsimpuls der Atome

Longitudinale Geschwindigkeitsbreite: chromatische Aberration

Abbildung 2-34 zeigt den Einfluß einer geänderten longitudinalen Geschwindigkeit der Atome. Aufgrund der chromatischen Aberration der Stehwellenlinsen wird bei schnellen Atomen der Fokus in Flugrichtung verschoben. Beispielsweise beträgt diese Verschiebung im Falle

von 700 m/s schnellen Atomen $15.3 \mu\text{m}$ gegenüber dem Fokus für eine Geschwindigkeit von 580 m/s. In der neuen Fokalebene erzeugen die schnellen Atome innerhalb der Rechengenauigkeit genau die gleiche Linienbreite, aber in der Fokalebene der 580 m/s schnellen Atome erzeugen sie einen relativ homogenen Untergrund (siehe Abbildung 2-34 rechts). Ebenso wie diese Beispielrechnung zeigen Mittelungen selbst über breite longitudinale Geschwindigkeitsverteilungen, daß generell zwar der Kontrast, d.h. das Verhältnis der Peakhöhe zum Untergrund, nicht jedoch die Linienbreite durch die chromatische Aberration wesentlich verschlechtert wird. Dies ist für die Atomlithographie von Bedeutung, da longitudinale Geschwindigkeitsbreiten eines Atomstrahles nur aufwendig zu beeinflussen sind.

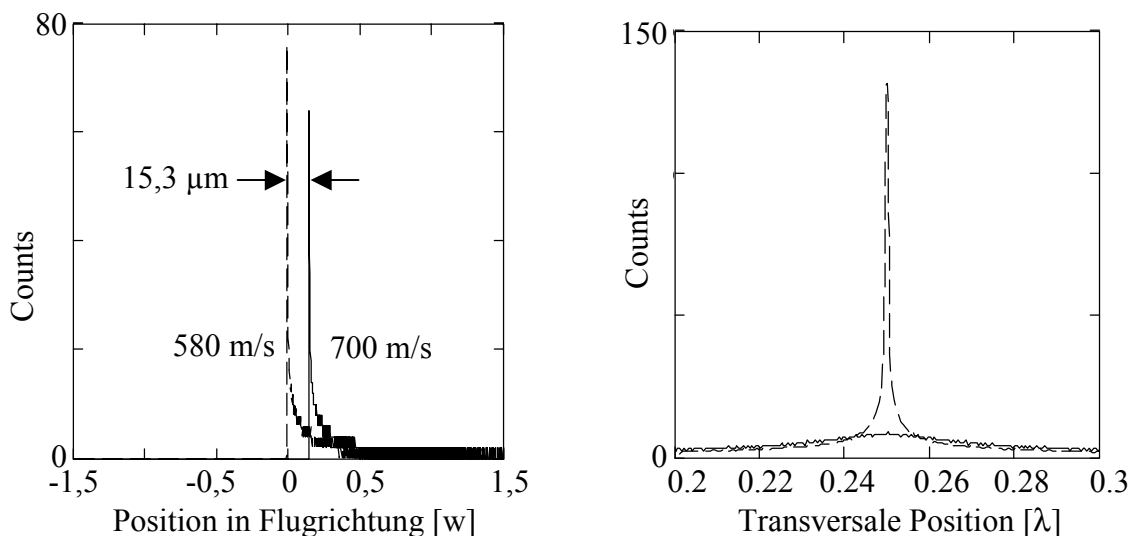


Abbildung 2-34: Einfluß der longitudinalen Geschwindigkeit.
Links: Verschiebung des Fokus entlang der Knotenlinie
Rechts: Gestrichnet: Linienform von 580 m/s schnellen Atomen in ihrer Fokalebene.
Durchgezogen: Linienform der 700 m/s schnellen Atome in derselben Ebene.

Einfluß der Beugung

In der bisherigen Betrachtung wurden die Atome als klassische Teilchen beschrieben, die sich im Potential der Stehwelle ausbreiten. In Wirklichkeit handelt es sich jedoch um ein wellenmechanisches Phänomen, bei dem die Propagation einer Materiewelle, bestimmt durch die Schrödingergleichung, berechnet werden muß. Dadurch kann es zu weiteren wichtigen Erscheinungen wie z.B. Beugungseffekten kommen, die in einer klassischen Trajektorienrechnung nicht enthalten sind.

Um solche Effekte berücksichtigen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit zusammen mit H. Levsen ein Programm entwickelt und implementiert, welches eine numerische Propagation der Schrödingergleichung bei beliebigen longitudinalen und transversalen Anfangsgeschwindigkeiten und Stehwellenparametern erlaubt [Levsen00].

Der Zustand eines Atomes wird hierbei als zweikomponentiger Vektor beschrieben, dessen Komponenten die Wellenfunktionsanteile am angeregten Zustand (1,0) bzw. am Grundzustand (0,1) angeben. Die zeitliche Entwicklung des Systems ist durch den Hamiltonoperator

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{H}_{\text{int}}$$

festgelegt, der aus einem Term \hat{T} für die kinetische Energie und aus einem Wechselwirkungsterm der Atome mit dem Lichtfeld besteht.

Als Wechselwirkungsoperator wird der folgende Ausdruck benutzt:

$$\hat{H}_{\text{int}} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -\Delta & \Omega_{\text{Rabi}} \\ \Omega_{\text{Rabi}} & \Delta \end{pmatrix} - \frac{\hbar}{2} i\Gamma \Lambda \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Der erste Term beschreibt kohärente Prozesse, wohingegen der zweite, imaginäre Term effektiv einen Zerfall des angeregten Zustandes in einen nicht weiter betrachteten Zustand modelliert. Der zweite Term entspricht damit dem Quenching, wobei Λ das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls ist und für den Ne*-Übergang bei 633.4 nm 0.66 beträgt. Wird im Programm Λ künstlich gleich Null gewählt, so kann der Quenchingprozess gezielt ausgeschaltet werden.

Die genaue Lichtfeldgeometrie ist durch die Ortsabhängigkeit der Rabifrequenz Ω_{Rabi} beschrieben. Wie bei der obigen Berechnung der klassischen Trajektorien wird auch bei der quantenmechanischen Rechnung davon ausgegangen, daß die longitudinale Geschwindigkeit der Atome durch das Stehwellenpotential nicht verändert wird. Mit dieser Näherung kann die Abhängigkeit der Rabifrequenz von der longitudinalen Koordinate in eine Zeitabhängigkeit gemäß $z = v \cdot t$ umgewandelt werden, was zu erheblichen Vereinfachungen bei der numerischen Integration der Schrödingergleichung führt.

Zur Integration der Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{d}{dt} \psi = (\hat{T} + \hat{H}_{\text{int}}) \psi$$

wird die Split Operator Methode benutzt. Hierbei wird angenommen, daß für hinreichend kleine Zeitschritte δt der Hamiltonoperator als zeitunabhängig angesehen werden kann, so daß sich die zeitliche Systementwicklung durch eine iterative Berechnung von

$$\exp\left(-\frac{i}{\hbar}(\hat{T} + \hat{H}_{\text{int}}) \cdot \delta t\right) \psi \approx \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \hat{T} \cdot \delta t\right) \cdot \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \hat{H}_{\text{int}} \cdot \delta t\right) \psi$$

ermittelt läßt. Die Aufspaltung in die beiden Faktoren auf der rechten Seite dieser Gleichung ist vorteilhaft, da die Matrix T im Impulsraum diagonal ist, und sich H_{int} im Ortsraum diagonalisieren läßt. Die Exponentiation einer Diagonalmatrix ist einfach durch die Exponentiation ihrer Diagonalelemente gegeben, und zwischen Orts- und Impulsraum läßt sich mittels der Fast-Fourier-Transformation schnell hin- und herwechseln. Die Split-Operator Methode stellt damit ein effizientes numerisches Verfahren da. Für Details sei an dieser Stelle auf [Levsen00] verwiesen.

Aus der im Programm vorgenommenen Diskretisierung des Ortsraumes ergibt sich für die folgenden quantenmechanischen Berechnungen eine transversale Ortsauflösung von 1.24 nm, entsprechend einer Untergliederung des gesamten betrachteten Bereiches $\lambda/2$ in 256 Bins. Die Auflösung in longitudinaler Richtung ist variabel und wurde für die folgenden Rechnungen zu 1 μm gewählt.

Das Ergebnis einer solchen Rechnung für die gleichen Parameter wie im linken Teilbild von Abbildung 2-31 ist in Abbildung 2-35 gezeigt. Dargestellt ist die Wahrscheinlichkeitsdichte,

kodiert in Graustufen, eines Atomstrahles, der als ebene Welle von links in ein Stehwellenpotential einläuft. Die Analogie zwischen der Trajektorienrechnung (Abbildung 2-31 links) und dieser quantenmechanischen Rechnung ist deutlich zu erkennen. Die Atome werden zu einem hohen Peak ungefähr auf der Stehwellenachse fokussiert. Danach entwickelt sich ein Punktmuster, bei dem es sich um Interferenzerscheinungen handelt. Dies ist der Bereich, in dem sich die klassischen Trajektorien überschneiden.

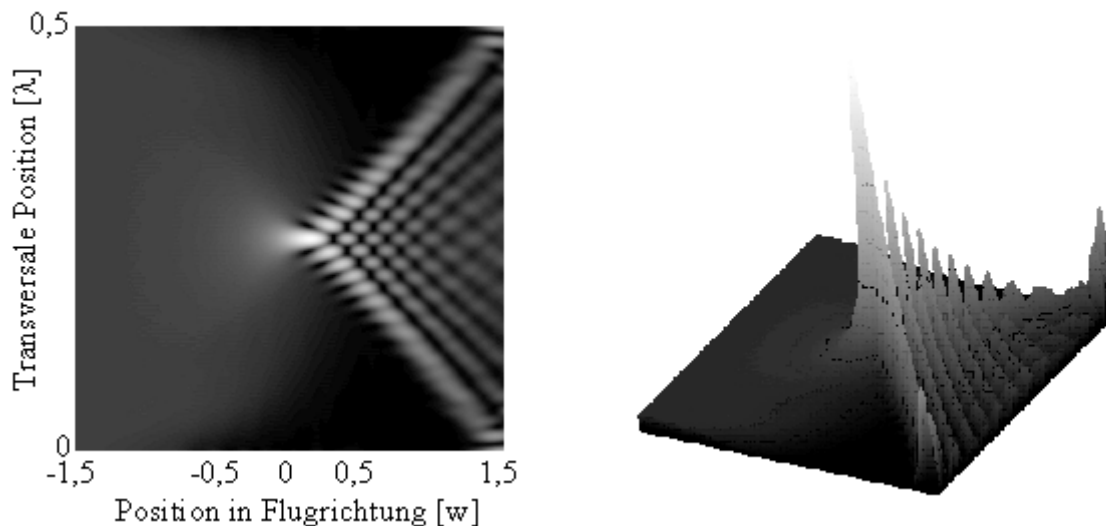


Abbildung 2-35: Quantenmechanische Rechnung: Fokussierung einer von links einlaufenden ebenen Welle im Potential einer Stehwellen.
 $v = 580 \text{ m/s}$, $P = 1 \text{ mW}$, $w = 100 \text{ } \mu\text{m}$, $\Delta = 140 \text{ } \Gamma$

Zur Auswertung wurden wie bei der Trajektorienrechnung ein longitudinaler und ein transversaler Schnitt durch den Fokus gelegt. Diese Schnitte sind in Abbildung 2-36 zu sehen. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der klassischen Trajektorienrechnung gestrichelt eingezeichnet.

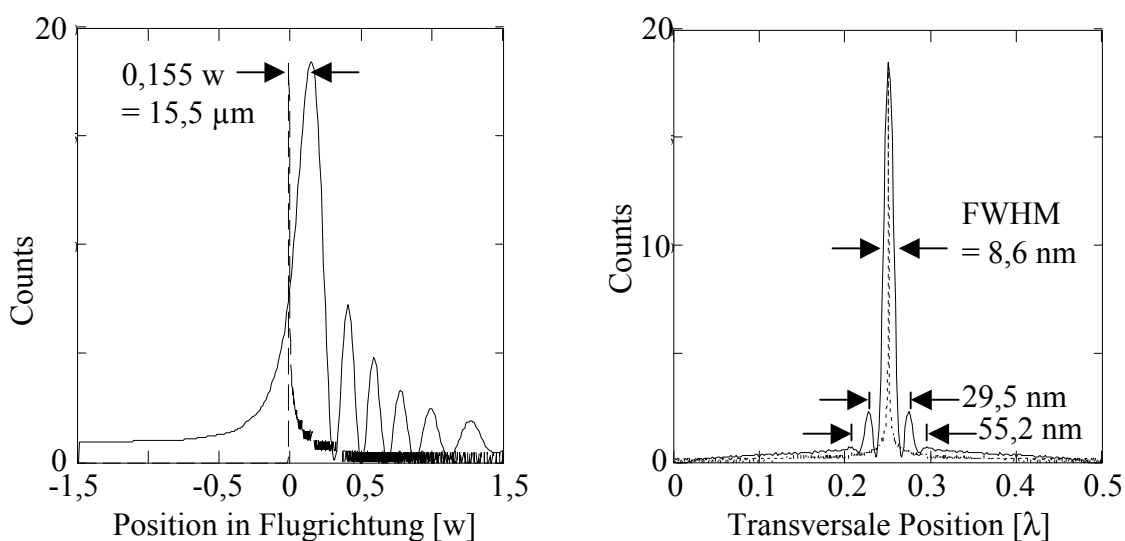


Abbildung 2-36: Längs- bzw. Querschnitt durch das Maximum der quantenmechanischen Rechnung.
 Gestrichelt: Ergebnis der klassischen Trajektorienrechnung zum Vergleich

Der longitudinale Schnitt zeigt eine kleine Verschiebung des Fokus nach hinten. Hinter dem Fokus sind wieder Interferenzmuster zu erkennen.

Der transversale Schnitt, der die Linienform bei einem in der Fokalebene positionierten Substrat angibt, ist in Abbildung 2-36 rechts dargestellt. Man erkennt einen drastischen Unterschied zur klassisch ermittelten Linienbreite: Während der Peak der klassischen Rechnung auf zwei Bins und damit auf einen Bereich von weniger als 0.63 nm konzentriert war, besitzt der Peak nach der quantenmechanischen Rechnung eine FWHM-Breite von 8.6 nm. Weiterhin sind symmetrisch zu beiden Seiten kleine Nebenpeaks erkennbar, die einen Abstand von 29.5 nm bzw. 55.2 nm voneinander besitzen.

Sowohl die breitere Linienform als auch die Nebenpeaks lassen sich im Wellenbild qualitativ einfach erklären: Beim Durchqueren der Stehwelle werden die Atome ähnlich wie bei einem Spalt gebeugt. Diese Beugungserscheinungen waren in den klassischen Rechnungen naturgemäß nicht enthalten.

Um die Größenordnung der beobachteten Beugungserscheinung plausibel zu machen, bietet es sich an, die Formeln, die aus der Optik zur Berechnung des Beugungsmusters von Licht an einem Einzelspalt bekannt sind, anzuwenden, obgleich im vorliegenden atomoptischen Fall kein scharf begrenzter Spalt vorliegt.

Bei Fraunhoferscher Beugung an einem Einzelspalt läßt sich das winkelabhängige Intensitätsprofil des Beugungsbildes beschreiben als

$$I(p) = \left(\frac{\sin(p)}{p} \right)^2 \quad \text{mit } p = \pi \cdot \frac{D}{\lambda} \cdot \sin(\varphi),$$

wobei D die Spaltbreite, λ die Wellenlänge und φ den Beugungswinkel, gemessen gegen die einfallende Normale der Wellenfront, bezeichnen [Gehrtsen92]. Die Halbwertsbreite dieser Intensitätsverteilung läßt sich numerisch einfach bestimmen und ergibt für p den Wert $p_{\text{FWHM}} \approx 1.392$. Handelt es sich bei dem beugenden Objekt nicht um einen Schlitz, sondern um die Öffnung einer Zylinderlinse mit der Brennweite f , so läßt sich das Beugungsbild hinter der Linse in der Brennebene betrachten. Verschiedene Winkel werden dort auf verschiedene transversale Positionen x abgebildet, gemäß der Beziehung $x = f \cdot \tan(\varphi)$.

Mit der Näherung $\tan(\varphi) \approx \sin(\varphi)$ für kleine Winkel φ und unter Benutzung der obigen Definition von p_{FWHM} folgt für die Breite des zentralen Beugungstreifens in der Brennebene

$$\delta x_{\text{FWHM}} \approx 2 \cdot f \cdot \frac{p_{\text{FWHM}}}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{D} \approx 0,886 \cdot f \cdot \frac{\lambda}{D}.$$

Die quantenmechanische Simulation (siehe Abbildung 2-36) ergab für diese FWHM-Breite den Wert $\delta x_{\text{FWHM}} \approx 8.6$ nm. Als Breite der Zylinderlinse kann im vorliegenden atomoptischen Fall der Abstand zweier Wellenbäuche der Stehwelle, also 316.7 nm, angenommen werden. Wird weiterhin als Wellenlänge der einlaufenden Welle die deBroglie-Wellenlänge der Atome, 35.7 pm, verwendet, so ergibt sich als Brennweite der Linse der Wert $f \approx 86.1$ μm . Dieser Wert liegt in Anbetracht des verwendeten Stehwellenwaists von $w = 100$ μm in einer plausiblen Größenordnung.

Die gerade ermittelte Brennweite läßt sich auch dazu verwenden, die in Abbildung 2-33 festgestellte seitliche Verschiebung des Peaks in der Brennebene durch einen anfänglichen Transversalimpuls noch einmal größenordnungsmäßig abzuschätzen. Der dort angenommene Transversalimpuls von $3 \hbar k$ entspricht bei einer longitudinalen Geschwindigkeit von 580 m/s einem Einlaufwinkel α mit $\tan(\alpha) = 3 \cdot 0.032 / 580 \approx 165.5 \cdot 10^{-6}$. Hieraus resultiert eine seitliche Verschiebung von $\delta x = f \cdot \tan(\alpha) \approx 14.3$ nm. Dies liegt erwartungsgemäß in der Nähe des in Abbildung 2-33 ermittelten Wertes von 8.9 nm.

Schließlich kann mit der angenommenen Brennweite auch die Lage der Nebenminima im rechten Teilbild von Abbildung 2-36 berechnet werden. Diese Nebenminima liegen, wie sich numerisch aus dem Intensitätsprofil des Beugungsbildes berechnen läßt, bei den p -Werten $p_1 = 4.493$ sowie $p_2 = 7.725$ für das erste bzw. zweite Nebenminimum. Dies entspricht Positionen in der Brennebene von $x_1 = 13.88$ nm und $x_2 = 23.87$ nm, so daß der Abstand zwischen den ersten Nebenmaxima 27.76 nm und zwischen den zweiten Nebenminima 47.74 nm beträgt. Die in der Simulation ermittelten Werte lagen bei 29.5 nm bzw. 55.2 nm. Diese Werte werden durch die gerade durchgeführte Abschätzung in der richtigen Größenordnung wiedergegeben.

Insgesamt bestätigt damit die Abschätzung die Deutung der Linienbreite und der Nebenminima als Beugungseffekte. Die Verbreiterung durch die Beugung kann dabei trotz der kleinen Wellenlänge der Atome von nur ca. 35.7 pm in der Größenordnung der durch die Atomstrahldivergenz bewirkten Verbreiterung liegen.

Übergang zu einem langsamen Atomstrahl

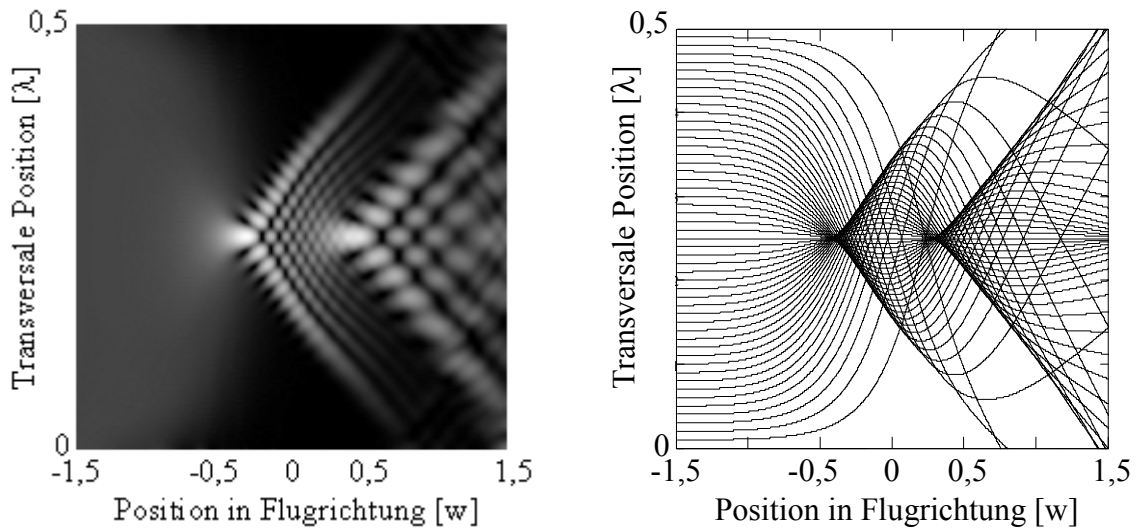
Die Fokussierung thermischer Atomstrahlen zur Atomlithographie ist, wie bereits erwähnt, in verschiedenen Experimenten mehrerer Arbeitsgruppen demonstriert worden, da sich so ohne allzu großen experimentellen Aufwand Linienstrukturen mit Breiten weit unter 100 nm erzeugen lassen.

Langsame Atomstrahlen hingegen erfordern zusätzlichen experimentellen Aufwand, wie z.B. Chirp- oder Zeeman-Kühler zur Abbremsung. Andererseits ermöglichen sie aber auch den Einsatz vieler verschiedener atomoptischer Elemente, die aufgrund der generell kurzen Wechselwirkungszeiten in schnellen Strahlen nur schwer zu realisieren sind. Beispielsweise können langsame Atomstrahlen in Donut-Mode Laserstrahlen geführt und fokussiert werden [Schiffner98]. Mittels magnetischer Leiterstrukturen gelingt es sogar, wie in Kapitel 3 gezeigt wird, einen langsamen Atomstrahl um Kurven zu führen. Durch solche neuen atomoptischen Elemente lassen sich Perspektiven für eine flexiblere Strukturierung entwickeln, als dies alleine mit Stehwellenmustern möglich ist. Beispielsweise könnten Leiterstrukturen als Ergänzung zu Stehwellenfeldern ausgenutzt werden, um Atome gezielt nur zu bestimmten Gebieten eines Stehwellenfeldes zu führen.

Es ist daher interessant zu untersuchen, ob Stehwellen auch zur Fokussierung langsamer Atomstrahlen eingesetzt werden können.

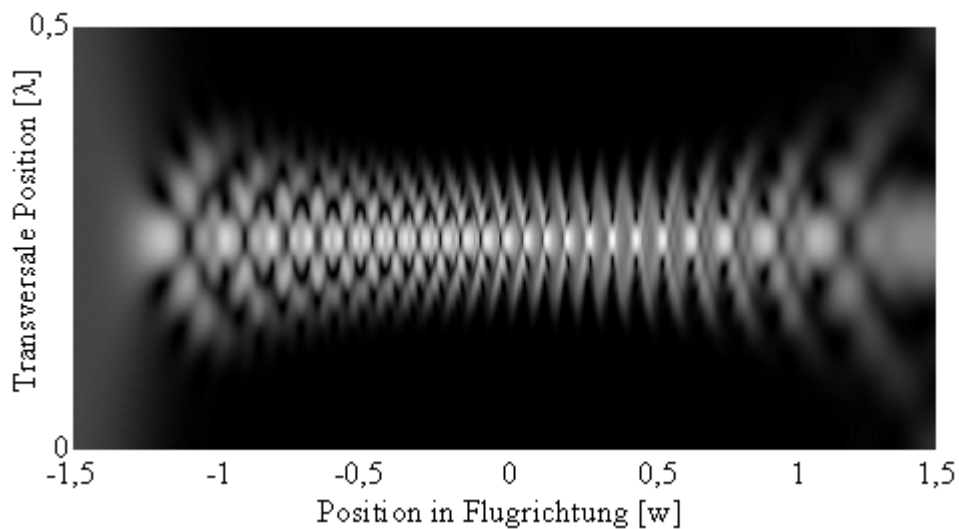
Um die bei langsamen Atomen auftretenden Veränderungen zu demonstrieren, werden im folgenden zunächst die Stehwellenparameter von Abbildung 2-31 beibehalten und die Geschwindigkeit der Atome reduziert.

Wird z.B. die anfängliche Geschwindigkeit der Atome von 580 m/s bei gleichbleibenden Laserparametern auf 300 m/s ungefähr halbiert, so ergibt die quantenmechanische Simulation das in Abbildung 2-37 links gezeigte Verhalten: Nach der Strahlfokussierung bei einem Fokus, der in Längsrichtung vor der eigentlichen Stehwellenmitte liegt, läuft der Strahl fächerförmig auseinander. Anschließend folgt ein zweiter hoher Peak, der wiederum fächerförmig auseinanderläuft. Dieses Verhalten, einschließlich der eigentümlichen Fächerform, läßt sich bei Vergleich mit der entsprechenden Trajektorienrechnung, Abbildung 2-37 rechts, sehr einfach verstehen: aufgrund der langsamen Geschwindigkeit wandert der erste Fokus nach vorne, so daß die Atome innerhalb der Stehwelle ein zweites Mal fokussiert werden können.



**Abbildung 2-37: Fokussierung eines Atomstrahles mit $v = 300$ m/s. $P = 1$ mW, $w = 100$ μ m, $\Delta = 140$ Γ .
Links: quantenmechanische Rechnung. Rechts: klassische Trajektorienrechnung**

Wird die Geschwindigkeit von 300 m/s weiter auf 28 m/s, einem bei den Experimenten in dieser Arbeit vorliegenden Wert, reduziert, so führen die Atome die in Abbildung 2-38 und Abbildung 2-39 gezeigte Bewegung aus: Es kommt zu zahlreichen Refokussierungen, und die einzelnen Trajektorien pendeln im Stehwellenminimum hin und her. Da die Atome wie in einem Kanal durch die Stehwelle geführt werden, spricht man auch vom Channeling-Regime.



**Abbildung 2-38: Fokussierung eines Atomstrahles mit $v = 28$ m/s. $P = 1$ mW, $w = 100$ μ m, $\Delta = 140$ Γ .
Quantenmechanische Rechnung.**

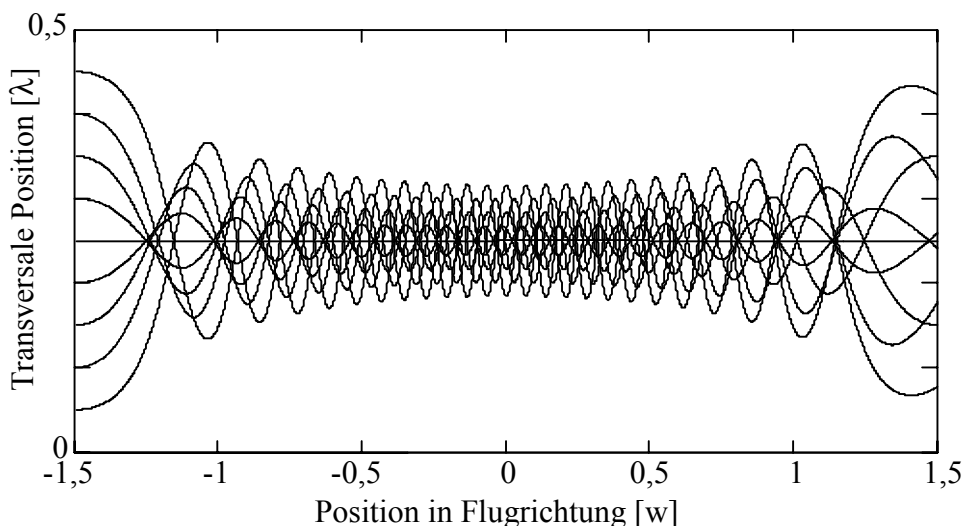


Abbildung 2-39: Wie Abbildung 2-38, aber klassische Trajektorienrechnung

Daß es sich bei diesem Channeling um ein wirkliches Führen der Atome handelt, wird deutlich, wenn, wie in Abbildung 2-40, Atome betrachtet werden, die mit einem anfänglichen Transversalimpuls von z.B. $3 \hbar k$ in die Stehwelle einlaufen. Diese Atome werden aus ihrer anfänglichen Richtung abgelenkt und bewegen sich längs des Kanals unter Ausführung einer Pendelbewegung fort.

Zum Vergleich der guten Übereinstimmung von klassischer und quantenmechanischer Rechnung auch in diesem Regime ist in Abbildung 2-40 neben dem quantenmechanischen Resultat auch eine einzelne klassische Trajektorie gestrichelt eingezeichnet, die im Bild der besseren Unterscheidbarkeit wegen etwas nach unten verschoben wurde.

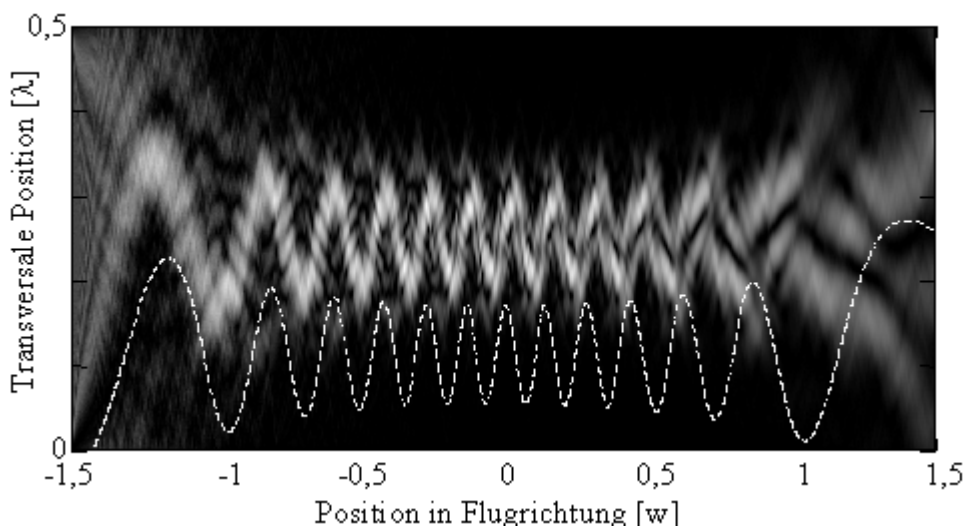


Abbildung 2-40: wie Abbildung 2-38, aber mit zusätzlichem transversalen Impuls von $3 \hbar k$. Gestrichelt: klassische Trajektorienrechnung, zur besseren Sichtbarkeit nach unten verschoben.

Für ein atomlithographisches Experiment ist dieses Channel-Regime nur schlecht geeignet: Bei anfänglichen Transversalimpulsen führen die Atome Oszillationen mit relativ großer Amplitude aus, und bei exakt parallel zur Knotenlinien einlaufenden Atomen wechseln sich Fokussierungs- und Defokussierungsebenen in einem Abstand ab, der unerfüllbare Anforderun-

gen an die Substratpositionierung stellt. Abbildung 2-38 zeigt z.B. 24 Foki auf einer Strecke von 3 w, so daß das Substrat auf wenige Mikrometer genau relativ zur Strahlage der Stehwelle positioniert werden müßte. Darüber hinaus führen eine endliche longitudinale und transversale Geschwindigkeitsverteilung im realen Atomstrahl dazu, daß diese Fokusebenen sich zu einer breiten, homogenen, schlauchförmigen Dichteverteilung der Atome ohne ausgezeichnete Fokusebenen mitteln.

Als eine mögliche Lösung dieser Schwierigkeit läßt sich eine starke Erhöhung der Laserleistung betrachten, wodurch die Potentiale entsprechend steiler werden. Wie man an Abbildung 2-41 für den Fall einer Verzehnfachung der Leistung von 1 auf 10 mW jedoch erkennt, nimmt zwar die Oszillationsfrequenz der Atome zu, aber die transversale Lokalisation ist immer noch deutlich schlechter als die mit schnellen Strahlen erreichten Werte.

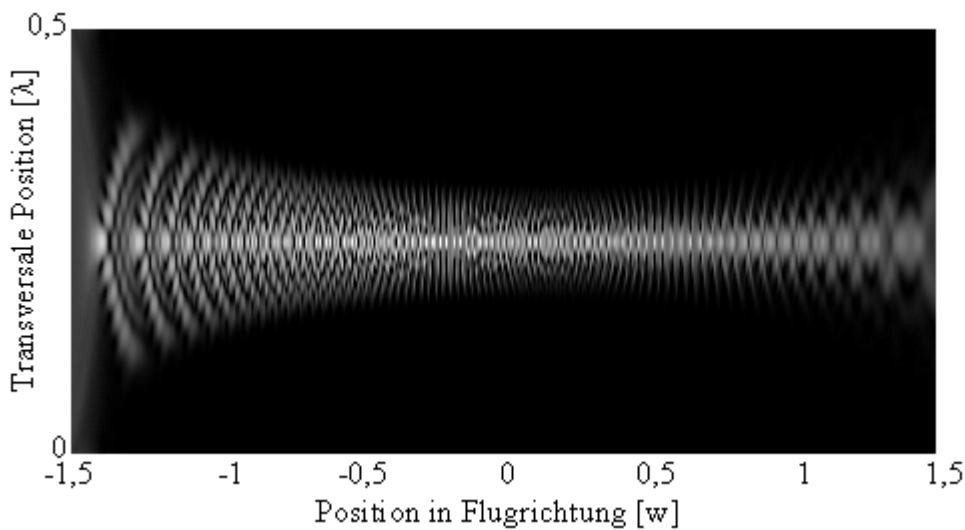


Abbildung 2-41: wie Abbildung 2-38, aber mit $P = 10 \text{ mW}$

Eine andere mögliche Lösung wäre, die Leistung zu verringern oder die Laserverstimmung entsprechend zu vergrößern, bis es zu keiner Refokussierung mehr kommt.

Um nur einen einzigen Fokus in der Stehwellenmitte zu erzielen, muß die potentielle Energie der Stehwelle entsprechend der kinetischen Energie der Atome, also quadratisch mit der Geschwindigkeit verändert werden. Wird die Verstimmung unverändert gelassen, so muß demzufolge die Laserleistung von 1 mW auf $2.33 \mu\text{W}$ verringert werden.

In der Tat ergibt eine klassische Trajektorienrechnung für 28 m/s schnelle, parallel zur Knotenlinie einlaufende Atome bei $2.33 \mu\text{W}$ Laserleistung das gleiche Bild, wie es für 580 m/s schnelle Atome bei 1 mW Leistung berechnet worden war.

Aus der quantenmechanischen Rechnung, Abbildung 2-42, ergibt sich jedoch ein drastisch schlechteres Ergebnis. Der Fokus ist sowohl longitudinal als auch transversal sehr stark verbreitert. In der Position der maximalen Fokussierung beträgt die FWHM-Breite sogar 113 nm. Dieser scheinbare Widerspruch zwischen der klassischen und der quantenmechanischen Rechnung läßt sich erklären, wenn man beachtet, daß die deBroglie-Wellenlänge des Atomstrahles umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit der Atome ist. Für den 28 m/s langsamen Strahl beträgt sie ca. 0.7 nm und ist damit etwa zwanzigfach größer als für einen 580 m/s schnellen Strahl. Bereits beim schnellen Strahl war eine Linienbreite von 8.6 nm aufgrund der Beugung festgestellt worden. Es verwundert daher nicht, daß die Linienbreite für den langsamen Strahl bei über 100 nm liegt.

Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die absolute Potentialhöhe. Bei einer Laserleistung von nur $2.33 \mu\text{W}$ beträgt sie in der Stehwelle maximal $2 E_{\text{Recoil}}$. Bereits eine kleine transversale Divergenz des Atomstrahles führt also dazu, daß Atome nicht mehr fokussiert werden, sondern die Stehwelle nahezu ungehindert durchlaufen und einen breiten Untergrund erzeugen. Die Stehwelle ist aufgrund ihrer geringen Stärke auch nicht mehr in der Lage, Beugungserscheinungen zu kompensieren.

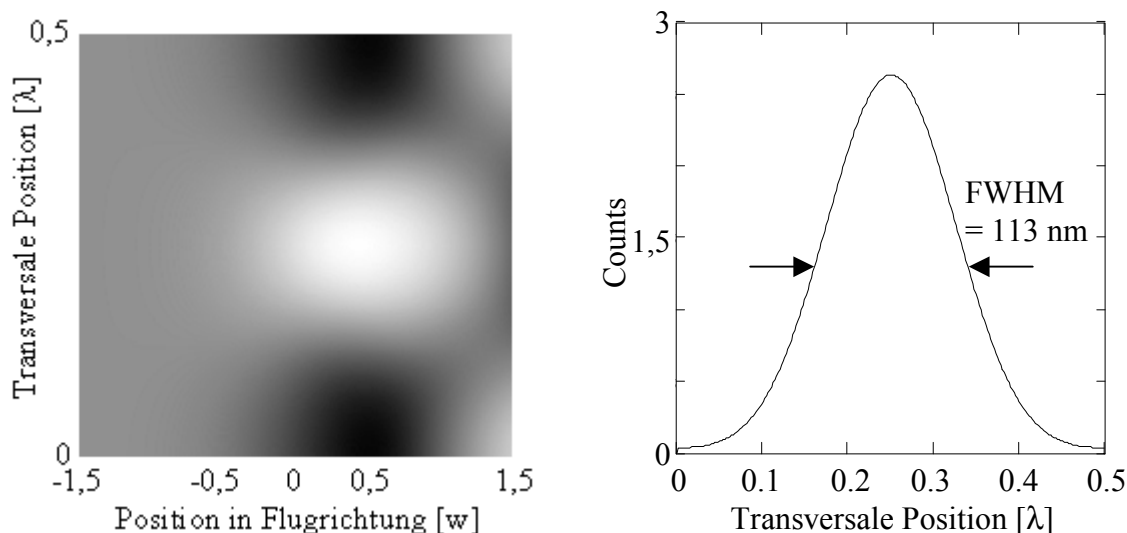


Abbildung 2-42: wie Abbildung 2-38, aber mit $P = 2,33 \mu\text{W}$.

Als Ausweg bietet es sich an, nicht nur die Energieskala, sondern auch die Längenskala der Stehwelle den langsamen Atomen anzupassen. Wird z.B. der Waist von bisher $100 \mu\text{m}$ auf $50 \mu\text{m}$ oder $10 \mu\text{m}$ verringert, so ergibt die quantenmechanische Rechnung für den 28 m/s langsamen Strahl bei einer Frequenzverstimmung von 140Γ und einer Leistung von $2,33 \mu\text{W}$ wieder einen relativ scharfen Fokuspunkt (siehe Abbildung 2-43). Die Linienbreite beträgt im Falle des $10 \mu\text{m}$ Waists $14,8 \text{ nm}$ FWHM und ist damit in der gleichen Größenordnung wie Werte für thermische Strahlen. Allerdings ist der Strahl hinter dem Fokus stark divergent, so daß die Substratpositionierung sehr genau, im Falle des $10 \mu\text{m}$ großen Waists auf ca $2 \mu\text{m}$ genau, erfolgen muß.

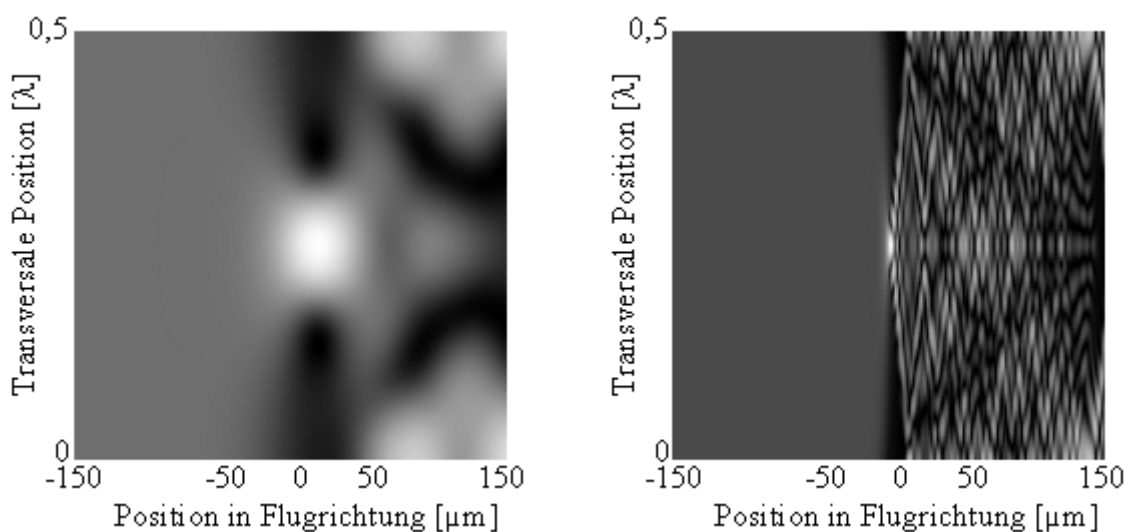


Abbildung 2-43: wie Abbildung 2-38, aber mit $P = 2.33 \mu\text{W}$ und $w = 50 \mu\text{m}$ (links) bzw. $10 \mu\text{m}$ (rechts).

"Quenching" im "Channeling"-Regime

Aus den im vorigen Abschnitt durchgeführten Berechnungen wird deutlich, daß eine Fokussierung langsamer Atome zur Erzeugung von Linienstrukturen nur schwer zu realisierende Anforderungen an die Substratposition stellt.

Bei der Atomlithographie mit metastabilen Edelgasatomen kann jedoch neben der Fokussierung durch Dipolkräfte auch eine Manipulation der inneren Freiheitsgrade in Form des in Kapitel 2.3.3 bereits eingeführten Quenchings zur Strukturgebung ausgenutzt werden.

Das Quenching ist an das Auftreten spontaner Prozesse gekoppelt und wird deshalb immer deutlicher, je kleiner die Verstimmung gewählt wird. Abbildung 2-44 zeigt das Ergebnis einer quantenmechanischen Rechnung für 28 m/s langsame Atome und eine Laserleistung von 400 μW , einem Waist von 100 μm und einer Verstimmung von nur 20 Γ .

Direkt nach dem Einlaufen in die Stehwelle bilden sich wieder die fächerförmigen Strukturen wie bei den bisherigen Rechnungen aus. Beim Durchlaufen der Stehwelle werden die seitlichen Auslenkungen der Atome aber immer geringer, bis ab ungefähr der Stehwellenmitte ein homogener Strahl ausgebildet ist, der auch in der weiteren Entwicklung nur sehr wenig divergiert.

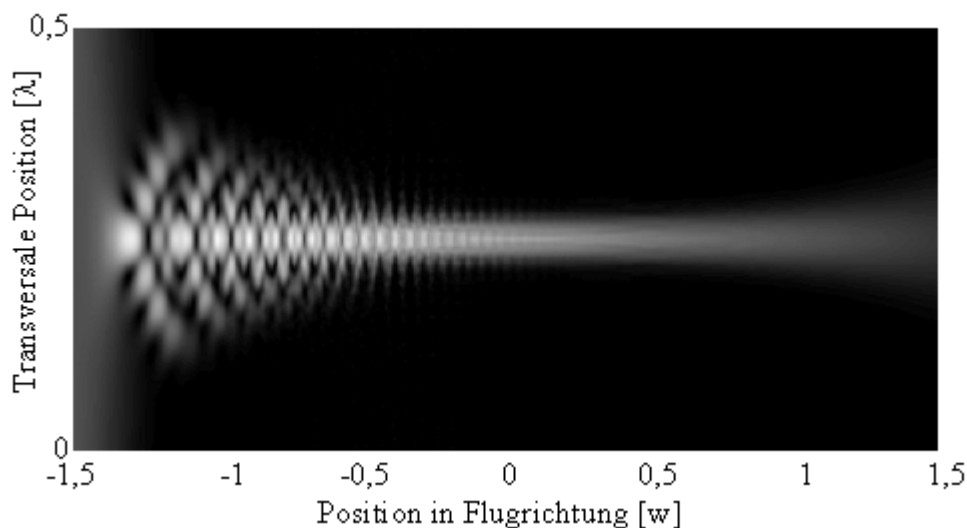


Abbildung 2-44: Atomstrahlmanipulation mit blau verstimmtter stehender Quenchwelle.
 $v = 28 \text{ m/s}$, $P = 400 \mu\text{W}$, $w = 100 \mu\text{m}$, $\Delta = 20 \Gamma$

Die Dämpfung der Schwingungen ist besonders deutlich bei einem Längsschnitt entlang der Knotenlinie, Abbildung 2-45, sowie bei Querschnitten an verschiedenen Längspositionen, Abbildung 2-46, zu sehen. Ab ungefähr der Stehwellenmitte sind keine Oszillationen mehr erkennbar. Die prinzipielle Linienform ändert sich nicht mehr, es findet nur noch eine Abnahme der Peakhöhe sowie eine Verbreiterung der Linie statt.

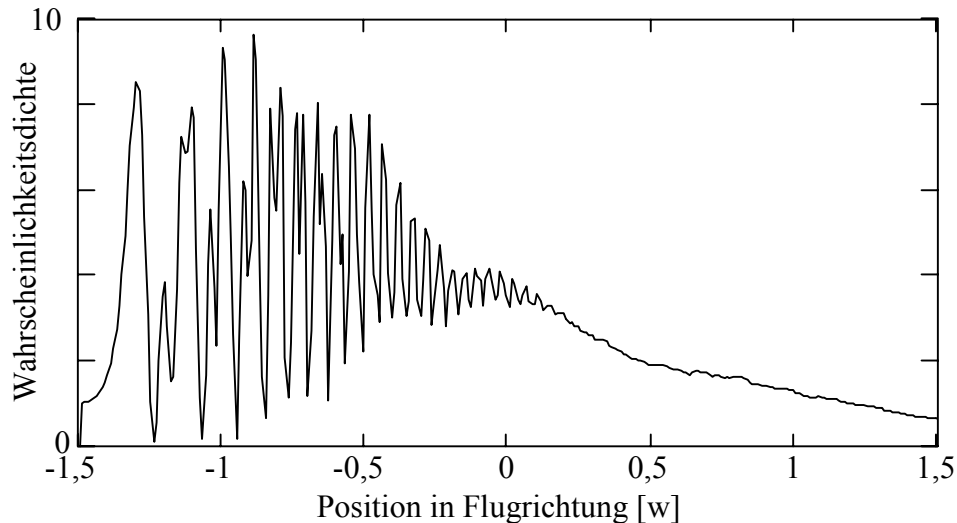


Abbildung 2-45: Schnitt durch Abbildung 2-44 entlang der Flugrichtung der Atome

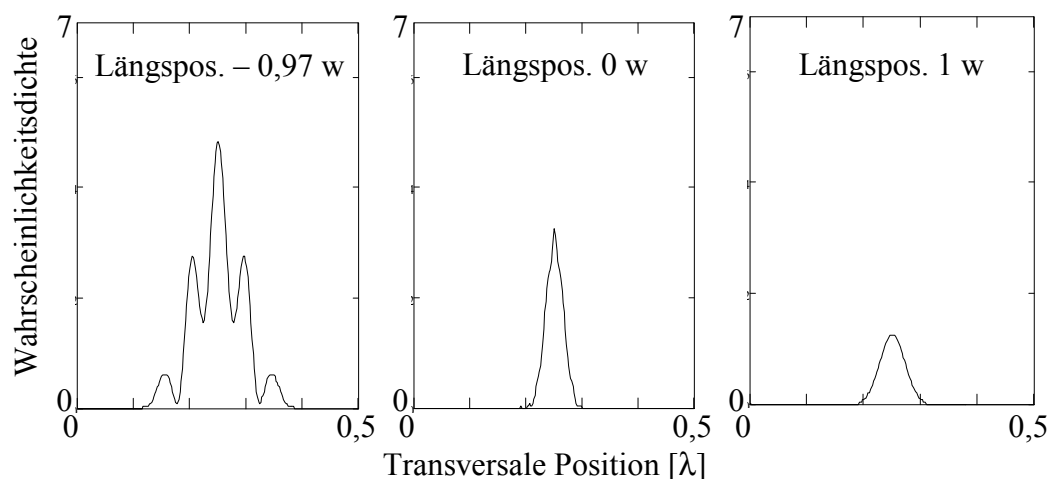


Abbildung 2-46: Querschnitte durch Abbildung 2-45 bei drei verschiedenen Längspositionen

Die spezifische Gestalt der Querschnitte in Abbildung 2-46 ähnelt deutlich dem Aussehen der Wahrscheinlichkeitsdichten eines harmonischen Oszillators. Dies legt es nahe, das Verhalten der Atome im sogenannten "well state" Bild zu beschreiben [Johnson98].

Hierfür wird das Dipolpotential der blau verstimmten stehenden Quenchwelle als harmonisches Oszillatorpotential genähert. Beim Einlaufen der Atome in dieses Oszillatorpotential werden zunächst viele verschiedene Eigenzustände besetzt. Ihre Überlagerung ergibt die Schwingungsstrukturen, die im linken Teilbild von Abbildung 2-46 zu sehen sind. Eine genaue Rechnung (s.u.) ergibt, daß die verschiedenen Eigenzustände einen unterschiedlichen Überlapp mit dem Lichtfeld und deshalb eine unterschiedliche Quenchraten besitzen. Konkret ist die Quenchraten des n -ten Zustandes proportional zu $2n + 1$, so daß höhere Zustände verstärkt gequench werden. Nach Durchlaufen der halben Stehwelle verbleibt bei den oben gewählten Parametern fast nur noch der Grundzustand im Strahl. Anstelle der Schwingungsprofile liegt nun das gaußförmige Grundzustandsprofil als Linienform vor, und im Laufe der weiteren Entwicklung ändert sich die Linienform nicht mehr. Die Peakhöhe nimmt ab dann

nur noch langsam - entsprechend der geringen Quenchrates der Grundzustandswellenfunktion - ab (mittleres und rechtes Teilbild in Abbildung 2-46).

Die erzielbare Linienbreite ist bei der Verwendung dieser Technik also nur durch die Breite des Grundzustandes limitiert. Bei der Annahme realistischer Laserparameter und unter Berücksichtigung endlicher Geschwindigkeitsbreiten eines Atomstrahles ergeben numerische Simulationen minimale Linienbreiten bis zu ca. 10 nm [Levsen00]. Die Breite nimmt beim Auslaufen aus der Stehwelle zu, da dort die Dipolpotentiale flacher werden.

Analytische Behandlung des Quenching im "well state" Bild

Für eine approximative analytische Behandlung [vgl. Johnson98] wird zunächst das Dipolpotential der Stehwelle an jeder Längsposition durch das Potential eines harmonischen Oszillators genähert, da dessen Eigenfunktionen mathematisch einfach zu handhaben sind.

Das Dipolpotential läßt sich für den Fall $\Delta \gg \Gamma$ vereinfacht schreiben als

$$U_{\text{Dip}} = \frac{\hbar \cdot \Gamma^2}{8 \cdot \Delta \cdot I_{\text{sat}}} \cdot I(x, z),$$

wobei das ortsabhängige Intensitätsprofil der Stehwelle gegeben ist durch

$$I(x, z) = \frac{8 \cdot P}{\pi \cdot w^2} \cdot e^{-\frac{2 \cdot z^2}{w^2}} \cdot \sin^2(k \cdot x).$$

Unter Benutzung der Taylorentwicklung

$$\sin^2(t) = t^2 + O(t^4)$$

ergibt sich in der Nähe der Knotenlinie der Stehwelle das folgende Dipolpotential in harmonischer Näherung:

$$U_{\text{Dip,ho}} = \frac{\hbar \cdot \Gamma^2 \cdot P \cdot k^2}{\Delta \cdot I_{\text{sat}} \cdot \pi \cdot w^2} \cdot e^{-\frac{2 \cdot z^2}{w^2}} \cdot x^2.$$

Ein Vergleich mit der allgemeinen Formel für das Potential eines harmonischen Oszillators,

$$U_{\text{ho}} = \frac{1}{2} \cdot m \cdot \omega_{\text{vib}}^2 \cdot x^2$$

liefert direkt einen Ausdruck für die Vibrationsfrequenzen in der Stehwelle:

$$\omega_{\text{vib}} = \sqrt{\frac{2 \cdot \hbar \cdot \Gamma^2 \cdot P \cdot k^2}{m \cdot \Delta \cdot I_{\text{sat}} \cdot \pi \cdot w^2}} \cdot e^{-\frac{z^2}{w^2}}.$$

Ein Graph dieser Funktion in Abhängigkeit von der Position in Flugrichtung für die gleichen Parameter wie in Abbildung 2-44 ist in Abbildung 2-47 dargestellt.

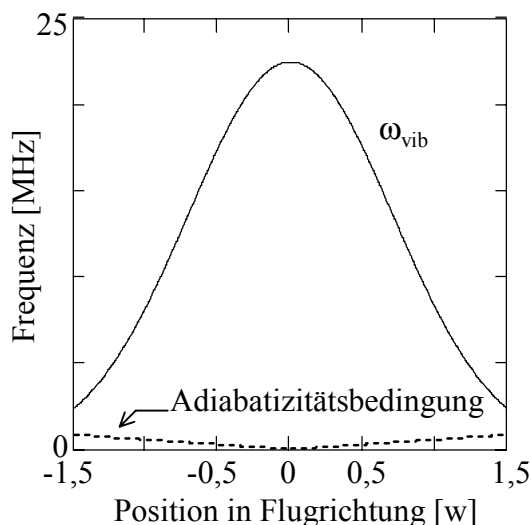


Abbildung 2-47: Vibrationsfrequenzen (harmon. Näherung) und Adiabatizitätsbedingung (gestrichelt).
 $v = 28 \text{ m/s}$, $P = 400 \text{ } \mu\text{W}$, $w = 100 \text{ } \mu\text{m}$, $\Delta = 20 \text{ } \Gamma$

Die Vibrationsfrequenz beträgt in der Mitte 22,5 MHz und fällt davor und dahinter gemäß der Wurzel des Gaußprofiles der Stehwelle ab.

Die Atome erfahren beim Durchqueren der Stehwelle eine Veränderung der Vibrationsfrequenz. Zur Anwendung des "well state"-Bildes muß daher sichergestellt werden, daß es durch diese Änderung nicht zu Übergängen zwischen den einzelnen Oszillatorniveaus kommt, sondern daß die Eigenzustände adiabatisch der Potentialänderung folgen.

Die generelle Bedingung hierfür lautet, daß die relative Änderung der Vibrationsfrequenz nicht als resonante Anregung wirken darf, daß also

$$\left| \frac{1}{\omega_{\text{vib}}} \cdot \frac{d\omega_{\text{vib}}}{dt} \right| \ll \omega_{\text{vib}} .$$

Für den hier vorliegenden Spezialfall eines gaußförmigen Intensitätsprofils läßt sich diese Bedingung umformen zu

$$\left| \frac{2 \cdot z \cdot v_{\text{long}}}{w^2} \right| \ll \omega_{\text{vib}}$$

Diese Adiabatizitätsbedingung ist in Abbildung 2-47 gestrichelt eingezeichnet und im inneren der Stehwelle für die Beispielparameter überall gut erfüllt.

Um die Photonenstreureate r_n eines Oszillatorzustandes $|n\rangle$ zu erhalten, muß der Erwartungswert des entsprechenden Operators gebildet werden:

$$r_n = \langle n | \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{s}{1+s + \frac{4 \cdot \Delta^2}{\Gamma^2}} | n \rangle \approx \frac{\Gamma^3}{8 \cdot \Delta^2} \langle n | s | n \rangle, \text{ für } 4\Delta^2 / \Gamma^2 \gg 1 + s$$

mit dem Sättigungsparameter

$$s = \frac{I(x, z)}{I_{\text{sat}}} \approx \frac{8 \cdot P}{I_{\text{sat}} \cdot \pi \cdot w^2} \cdot e^{-\frac{2 \cdot z^2}{w^2}} \cdot k^2 x^2,$$

wobei wiederum die Taylorentwicklung des Termes $\sin^2(kx)$ um die Knotenlinie benutzt wurde.

Das eigentlich zu berechnende Matrixelement lautet also, bis auf einen nicht von x abhängigen Vorfaktor:

$$r_n \sim \langle n | x^2 | n \rangle$$

Mit den für den harmonischen Oszillator allgemein bekannten Formeln

$$x = \sqrt{\frac{\hbar}{2 \cdot m \cdot \omega_{\text{vib}}}} \cdot (a^+ + a), \quad \langle n | a^+ a | n \rangle = n \text{ und } [a^+, a] = 1$$

läßt sich der Erwartungswert direkt ausrechnen. Für die Streurrate r_n des n -ten Oszillatorzustandes folgt letztendlich:

$$r_n = \frac{\hbar}{m \cdot \omega_{\text{vib}}(z)} \cdot \frac{1}{2} \cdot (2 \cdot n + 1) \cdot \frac{1}{I_{\text{sat}}} \cdot \frac{8 \cdot P}{\pi \cdot w^2} \cdot \frac{k^2 \cdot \Gamma^3}{8 \cdot \Delta^2} \cdot e^{-\frac{2 \cdot z^2}{w^2}}.$$

Die Streurrate kann benutzt werden, um die Abnahme der Besetzung eines Zustandes $|n\rangle$ beim Durchqueren der Stehwelle zu ermitteln:

$$|\varphi_n(x, z)|^2 = |\varphi_n(x, z = z_0)|^2 \cdot e^{-\Lambda \int_{z_0}^z r_n(\tilde{z}) \cdot \frac{1}{v} d\tilde{z}}$$

Das Verzweigungsverhältnis Λ berücksichtigt, daß Atome nach einer Anregung nur mit der Wahrscheinlichkeit Λ in den Grundzustand und mit der Wahrscheinlichkeit $1-\Lambda$ wieder in den metastabilen Ausgangszustand zerfallen.

Das Ergebnis dieser Rechnungen ist für die vier niedrigsten Oszillatoreigenzustände in Abbildung 2-48 gezeigt. Diese analytische Rechnung bestätigt, daß wie beim numerischen Resultat bei den gewählten Parametern ab etwa der Stehwellenmitte überwiegend der Grundzustand vorliegt (wenn bei der analytischen Rechnung von einer anfänglichen Gleichbesetzung aller vier betrachteten Zustände ausgegangen wird).

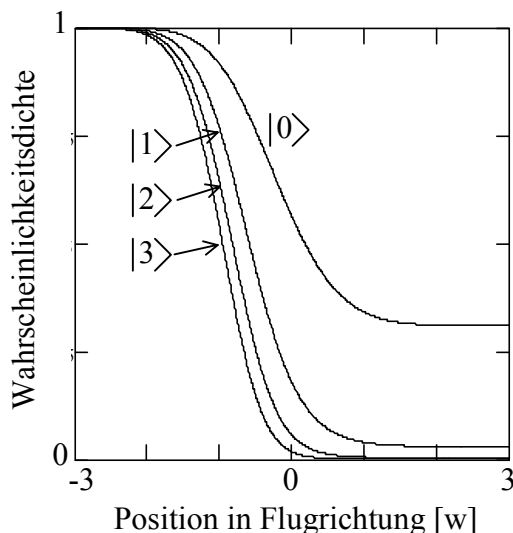


Abbildung 2-48: Quenching der vier untersten Oszillatorniveaus
für $v = 28 \text{ m/s}$, $P = 400 \text{ }\mu\text{W}$, $w = 100 \text{ }\mu\text{m}$, $\Delta = 20 \text{ }\Gamma$

Das Quenching bewirkt neben einer Abnahme der Wahrscheinlichkeitsdichten auch eine energetische Verbreiterung der Oszillatorniveaus [Johnson98]. Die Frequenzbreite des Übergangs ist mit der mittleren Lebensdauer τ_n des Zustandes und deshalb mit der Quenchrates $\Lambda \cdot r_n$ verknüpft über

$$d\omega = \frac{1}{\tau} = \Lambda \cdot r_n.$$

Die Quenchrates und damit die Frequenzbreite ist proportional zu $2n + 1$. Damit das "well state"-Bild noch angewandt werden kann, müssen die Zustände deutlich voneinander getrennt sein. Aus der Quenchrates folgt also eine obere Grenze für die Oszillatorniveaus, bis zu der das Bild noch sinnvoll ist. Diese Grenze läßt sich leicht ausrechnen:

$$\Lambda \cdot r_n < \omega_{\text{vib}} \Leftrightarrow n < \frac{2 \cdot \Delta}{\Gamma \cdot \Lambda} - \frac{1}{2}.$$

Für die hier betrachteten Beispielparameter liegt diese Grenze bei $n = 60$ und ist damit hinreichend hoch.

Die minimale Linienbreite, die nach diesem Verfahren erzielt werden kann, ist limitiert durch die Breite des Grundzustandes

$$\sigma = \sqrt{\langle 0 | x^2 | 0 \rangle} = \sqrt{\frac{\hbar}{2 \cdot m \cdot \omega_{\text{vib}}}}.$$

In der Mitte der Stehwelle beträgt σ im vorliegenden Fall $8,5 \text{ nm}$. Für ein atomlithographisches Experiment ist es sehr vorteilhaft, daß die Grundzustandsbreite - etwa im Gegensatz zu einem Fokuspunkt - nur schwach von der Längsposition des Substrates abhängt (Abbildung 2-49): Selbst bei einem Abstand von einem Waist hinter der Stehwellenmitte hat sich die Breite noch nicht verdoppelt.

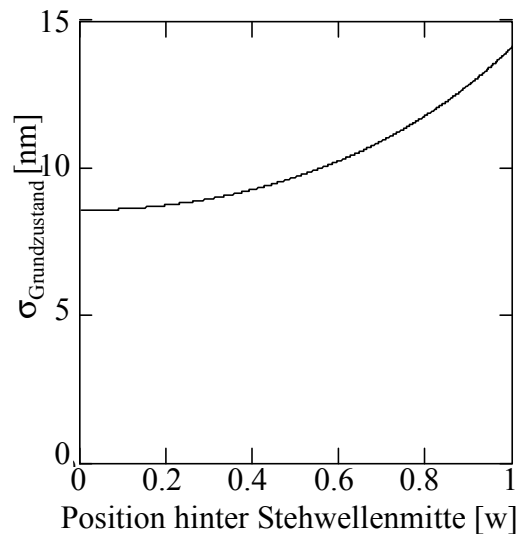


Abbildung 2-49: Grundzustandsbreite hinter Stehwellenmitte

Wie die Simulationen ergeben, erweist sich das Quenching auch als relativ unempfindlich gegenüber transversalen und longitudinalen Geschwindigkeitsbreiten des Atomstrahles. Dies läßt sich anschaulich sehr einfach erklären: Atome, die mit einem anfänglichen Transversalimpuls schräg in die Stehwelle einlaufen, besetzen vor allem höhere Oszillatorniveaus und werden entsprechend schnell gequencht. Longitudinale Geschwindigkeitsbreiten ändern die Linienbreite kaum, da sie die Breite des Grundzustandes nicht beeinflussen.

Nachteilig wirkt sich für ein atomlithographisches Experiment der Flußverlust beim Quenching aus. Die Anzahl der Atome, die beim Durchlaufen der Quenchwelle im metastabilen Zustand verbleiben, hängt von den jeweiligen Parametern ab, liegt aber typischerweise bei nur ca. 10 - 20% (vgl. Abbildung 2-45). Dies bedeutet, daß eine entsprechend längere Bestrahlungszeit des Substrates nötig ist. Im Vergleich zu einem Fokussierungsexperiment ist dieser Unterschied sogar noch weit größer, da Fokussierung zu einer deutlichen Flußerhöhung im Fokuspunkt führt, im Falle der Abbildung 2-36 sogar fast um einen Faktor 20.

Für ein konkretes Experiment muß daher unter Betrachtung der genauen jeweiligen experimentellen Gegebenheiten (Geschwindigkeit der Atome, Stehwellenparameter, verfügbarer Fluß etc.) die erwünschte Linienbreite gegen die benötigte Bestrahlungsdauer abgewogen werden. Für exemplarische Fallstudien wird auf [Levsen00] verwiesen.

2.3.5 Experimentelle Beobachtung des Verhaltens von Atomen in Stehwellen

Experimenteller Aufbau

Zur experimentellen Untersuchung des Verhaltens langsamer Atome in Stehwellen wird der in Abbildung 2-50 gezeigte Aufbau verwendet:

Der Atomstrahl wird erzeugt durch eine Überschall-expansion von Neon aus einer Düse heraus in eine Vakuumkammer. Die Anregung der Atome aus dem Grundzustand in den metastabilen Zustand erfolgt durch Elektronenstoß in einer Gasentladung, die im expandierenden Gas brennt. Zur Kühlung der Quellwand ist die Quelle von einem Tank mit flüssigem Stickstoff umgeben, wodurch die anfängliche Geschwindigkeit der Atome von ca. 850 m/s auf 580 m/s und die FWHM-Breite der Geschwindigkeitsverteilung von 300 m/s auf 160 m/s reduziert wird [Scholz94].

In einem Zeeman-Slower werden die Atome weiter auf 70 m/s abgebremst und gelangen anschließend in eine zweidimensionale magneto-optische Falle (2D-MOT) [Nellessen90]. Diese 2D-MOT besteht aus einem zweidimensionalen Quadrupolfeld, welches von Permanentmagneten erzeugt wird, und einem Lichtfeld in $\sigma^+\sigma^-$ Anordnung. Das Lichtfeld wird durch mehrfache Reflexion eines einzelnen Laserstrahles, wie im oberen Teilbild der Abbildung 2-50 gezeigt, erzeugt. Die Längsachse der 2D-MOT ist um 69° gegenüber der Zeeman-slowerachse verkippt. Dies führt zu einer entsprechenden Ablenkung des Atomstrahles, zu einer weiteren Reduktion der Geschwindigkeit auf 28 m/s und einer longitudinalen Geschwindigkeitsbreite von $\sigma \approx 6$ m/s. Der seitliche Gradient des 2D-MOT-Magnetfeldes steigt von 60 G/cm im Eingangsbereich des Atomstrahles auf ca. 360 G/cm im Ausgangsbereich an. Hierdurch kommt es zu einer starken transversalen Kompression des Atomstrahles; je nach Justage kann der Durchmesser des Atomstrahles beim Verlassen der 2D-MOT unterhalb von 100 μm liegen. Der Fluß beträgt hinter der 2D-MOT bis zu $2 \cdot 10^8$ Atome/s, und die Atome werden transversal auf weniger als $10 v_{\text{rec}}$ (FWHM) gekühlt.

Die so präparierten Atome gelangen schließlich in die Wechselwirkungszone mit der Stehwelle. Um die aus dieser Wechselwirkung resultierenden Atomstrahlprofile zu untersuchen, wird ein Detektor verwendet, der aus einer Microchannel plate (MCP) mit nachfolgendem Phosphorschirm besteht. Metastabile Atome regen sich beim Auftreffen auf die MCP unter Aussendung eines freien Elektrons ab. Das Elektron wird in der MCP vervielfacht, und der resultierende Strom erzeugt einen leuchtenden Fleck auf dem Phosphorschirm. Der Phosphorschirm kann mit einer ICCD-Kamera betrachtet werden. Aufgrund dieses Nachweisprinzips werden Neon-Atome im Grundzustand nicht detektiert, so daß ein zustandsselektiver Nachweis, wie er für die Quenching-Experimente benötigt wird, möglich ist.

Zur Laserkühlung (Zeeman-Slower und 2D MOT) wird der geschlossene Ne*-Übergang $3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[5/2]_2$ benutzt, der eine Wellenlänge von 640,2 nm und eine natürliche Linienbreite von $\Gamma = 2\pi \cdot 8,2$ MHz besitzt [NIST00]. Daraus resultiert eine Sättigungsintensität von $I_{\text{sat}} = 40,8$ W/m². Das Licht wird mit einem Farbstofflaser erzeugt, der bei 6 W Pumpleistung eine Ausgangsleistung von 600 mW besitzt.

Der für die Stehwellenexperimente benutzte Quenchübergang, $3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[5/2]_3$, besitzt eine Wellenlänge von 633,4 nm, eine natürliche Linienbreite von $\Gamma = 2\pi \cdot 2,6$ MHz und damit eine Sättigungsintensität $I_{\text{sat}} = 13,2$ W/m² [NIST00]. Da für die Stehwellen geringe Leistungen im mW-Bereich ausreichend sind, wurde hierfür ein Master-Slave-Diodenlasersystem aufgebaut. Es besteht aus einem gitterstabilisierten Masterlaser in Littrow-Anordnung, der zum "Injection locking" eines Slave-Lasers benutzt wird. Ein Teil des vom Masterlaser

emittierten Lichtes wird zur Frequenzstabilisierung auf eine Neon-Gasentladungszelle verwendet, die restliche Leistung kann mit akustooptischen Modulatoren in der Frequenz verschoben werden und dient zum Injection Locking des Slavelasers. Das Lasersystem ist über die beide relevanten Neonübergänge (633,4 nm bzw. 640,2 nm) abstimmbare und liefert eine Ausgangsleistung von ca. 10 mW. Neben der Flexibilität bei der Wahl der Frequenz zeichnet sich das System vor allem auch durch eine hohe Intensitätsstabilität aus.

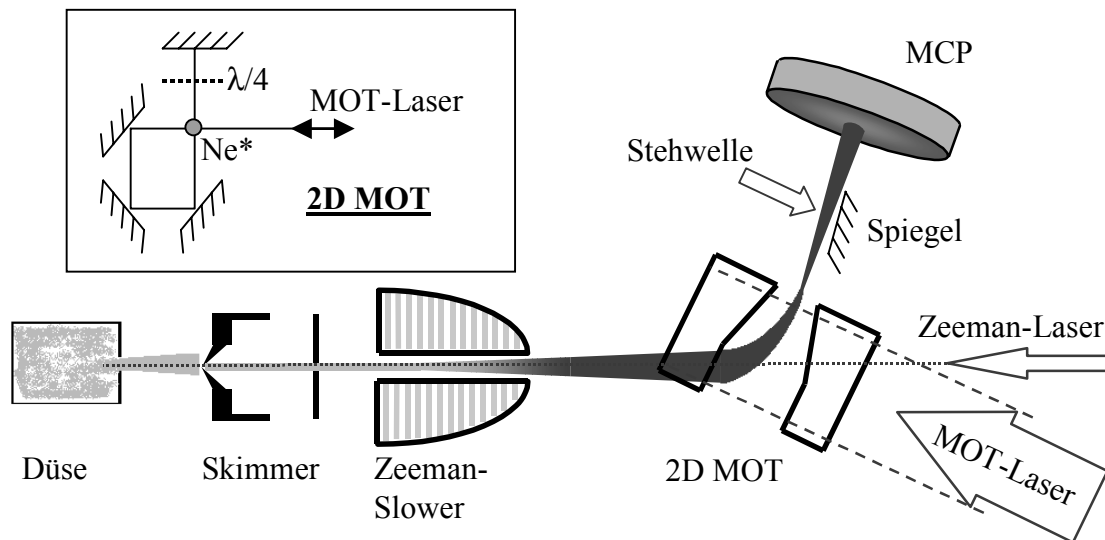


Abbildung 2-50: Experimenteller Aufbau

Beobachtung selektiver Transmission

Um den Effekt einer blau verstimmtten Quenchwelle zu untersuchen, wurde, wie in Abbildung 2-50 eingezeichnet, der Atomstrahl quer von einem Quenchlaserstrahl gekreuzt. Das vom Master-Slave-Diodenlasersystem erzeugte Laserlicht für die Quenchwelle wurde in einer Single-Mode Glasfaser vom Lasertisch zur Vakuumkammer transportiert, um eine möglichst stabile Strahlage und ein sauberes Modenprofil zu erhalten. Zur Erzeugung einer Stehwelle wurde der Quenchstrahl durch einen in der Vakuumkammer direkt neben dem Atomstrahl positionierten Spiegel in sich selber zurückreflektiert. Als Justagekriterium diente dabei die in die Faser zurückgekoppelte Laserleistung. Der Rückreflexspiegel in der Vakuumkammer konnte mit Hilfe eines DC-Motors von außen verkippt werden. Dies war wichtig, da die Stehwelle bis auf ca. 1 mrad genau senkrecht zum Atomstrahl stehen muß, was durch Vorjustieren bei belüfteter Kammer nicht gewährleistet werden konnte. Der Abstand der Stehwelle von dem MCP-Detektor betrug 20 cm, so daß die MCP-Bilder den Impulsraum und nicht die Ortsraumverteilung der Atome in der Stehwelle wiedergeben.

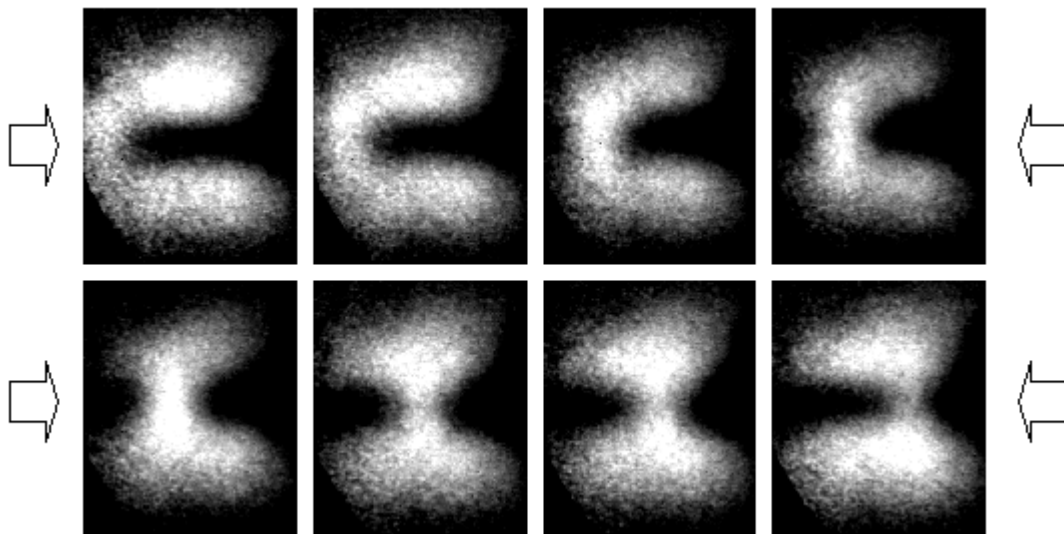
Wie im folgenden gezeigt wird, kann mit einer solchen Anordnung die selektive Transmission der Atome entlang der Knotenlinien der Stehwelle indirekt nachgewiesen werden, obwohl der Detektor keine Ortsauflösung im nm-Bereich besitzt und einzelne Transmissionskanäle der Stehwelle nicht auflösen kann.

Um den Effekt der Stehwelle sichtbar zu machen, wurde ihr Waist zunächst deutlich kleiner als der Atomstrahl gewählt. Dies erlaubt einen direkten Vergleich von gequenchtem und ungequenchtem Strahl in einer einzelnen CCD-Aufnahme. Bei korrekter Justage ergeben sich

dann die in Abbildung 2-51 gezeigten Bilder: Der ursprünglich runde Atomstrahl ist nun durch einen horizontalen, dunklen Streifen in zwei Hälften zerteilt, die nur durch eine schmalere Zone miteinander verbunden sind. Der dunkle Streifen gibt den Bereich an, in denen die Atome durch den horizontalen Quenchlaser aus dem metastabilen Zustand in den Grundzustand befördert werden, so daß sie vom Detektor nicht mehr nachgewiesen werden. Die helle Zone, die die beiden Hälften vertikal verbindet, ist die Zone, in der Atome sich senkrecht zur Stehwelle entlang der Knotenlinien bewegen und daher nicht gequenchet werden. Diese Transmissionszone erscheint schmaler als der gesamte Atomstrahl, da die Abbildungen den Impulsraum im Bereich der Stehwelle zeigen: Verschiedene Horizontalpositionen in den Bildern geben verschiedene transversale Impulse der Atome und damit verschiedene Einlaufwinkel in die Stehwelle an. Ist dieser Einlaufwinkel zu groß, so bewegen sich die Atome auf Bereiche hoher Intensität, nämlich die Stehwellenbäuche, zu, und werden stark gequenchet. Nur bei ungefähr senkrechtem Einlaufen können die Atome entlang der Knotenlinien ungequenchet bleiben.

Abbildung 2-51 zeigt eine Serie solcher Aufnahmen, bei denen der Winkel zwischen Atomstrahl und Stehwelle durch Verkippen der Stehwelle jeweils um ca. 1,9 mrad variiert wurde. Dabei wandert die Transmissionszone durch den Atomstrahl, weil bei verschiedenen Winkeln unterschiedliche transversale Geschwindigkeitsklassen des Atomstrahles senkrecht zur Stehwelle sind.

Zur Vorbereitung eines atomlithographischen Experimentes ist eine solche Meßreihe ein sehr nützliches Hilfsmittel für die Winkeljustage. Die Transmissionszone wird hierfür auf die Mitte des Atomstrahles und damit auf den Bereich maximalen Flusses eingestellt.



**Abbildung 2-51: Beobachtung selektiver Transmission durch eine horizontale, stehende Quenchwelle.
Die Verkipfung der Stehwelle relativ zum Atomstrahl ändert sich um 1,9 mrad von Bild zu Bild.**

Neben der Winkeljustage ist weiterhin die geeignete Wahl der Laserleistung und Verstimmung für ein atomlithographisches Experiment entscheidend. Der Einfluß dieser Parameter auf die selektive Transmission der Atome entlang der Stehwellenknoten läßt sich analysieren, indem die Transmission durch eine Stehwelle gemessen und mit der Transmission einer entsprechenden Laufwelle verglichen wird. Ein solcher Vergleich ist in Abbildung 2-52 gezeigt:

Die Quadrate geben die Meßwerte für eine Laserverstimmung von 100 MHz im Falle einer Laufwelle (LW, gefüllte Symbole) bzw. Stehwelle (SW, offene Symbole) wieder, die

Dreiecke zeigen die entsprechenden Meßpunkte für eine Laserverstimmung von 200 MHz. Der Waist betrug für alle Messungen 100 μm . Sowohl für die Laufwelle als auch für die Stehwelle gibt die Leistungsangabe die eingestrahlte Leistung an. Da die Stehwelle durch Rückreflexion des eingestrahlten Lasers erzeugt wurde, befindet sich also in der Stehwelle die doppelte angegebene Leistung.

Ein Vergleich der Kurven ergibt zunächst, daß bei fester Laserleistung die Transmission bei einer Verstimmung von 200 MHz größer ist als bei einer Verstimmung von 100 MHz. Dies entspricht den Erwartungen, da bei höherer Verstimmung die Rate spontaner Prozesse und damit die Quenchrage proportional zu I/Δ^2 abnimmt. Im Falle der Stehwelle nimmt zwar auch die Dipolkraft ab, die die Atome aus den Bereichen hoher Intensität wegdrückt, doch verhält sich die Dipolkraft proportional zu I/Δ , so daß ihre Abnahme geringer ausfällt als die der Quenchrage.

Bei fester Verstimmung, aber zunehmender Laserleistung fällt die Transmission entsprechend der zunehmenden Quenchrage ungefähr exponentiell ab. Interessant ist insbesondere, daß es zu einer Überschneidung der Laufwellenkurve mit der Stehwellenkurve (bei gleicher Verstimmung) kommt. Dies läßt sich anschaulich wie folgt erklären:

Bei kleiner Leistung liegt die Transmission der Laufwelle über der Transmission der Stehwelle, da in der Stehwelle die doppelte Leistung vorhanden ist. Bei großen Laserleistungen liegt die Transmission der Laufwelle jedoch unterhalb der Stehwellentransmission. Ursache hierfür ist, daß in der Laufwelle überall der Quenchprozess in Sättigung geht, wohingegen in der Stehwelle Bereiche geringer Intensität - nämlich die Bereiche nahe der Knotenlinien - vorliegen, in denen die Atome nur wenig gequenchet werden. Dieser Kurvenverlauf beweist daher indirekt die selektive Transmission der Atome entlang den Knoten der Stehwelle.

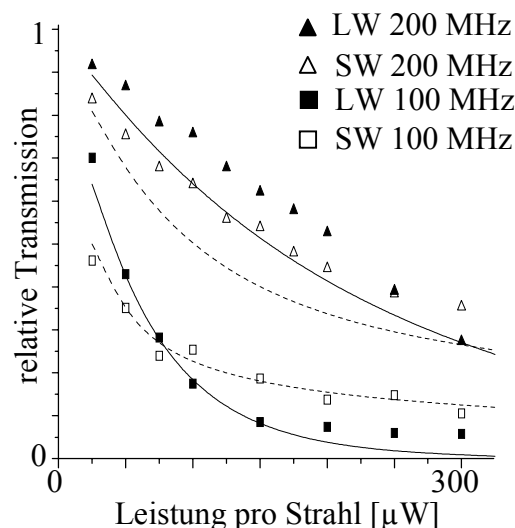


Abbildung 2-52: Transmission des metastabilen Zustandes durch eine stehende bzw. laufende Quenchwelle bei verschiedenen Laserparametern

Das Verhalten der Meßkurven läßt sich bereits mit einem einfachen analytischen Modell annähernd beschreiben, welches die Meßkurven auch anschaulich verständlich macht:

Hierfür werden nur Atome betrachtet, die sich senkrecht durch die Quenchwelle mit einer konstanten Geschwindigkeit v bewegen. Die Transmission wird berechnet, indem die Quenchraten längs des gesamten Weges aufintegriert wird. Im Falle der Stehwelle wird zusätzlich seitlich über den Bereich einer halben Wellenlänge gemittelt, um das unterschiedliche Transmissionsverhalten im Knoten bzw. Wellenbauch zu berücksichtigen. Die fokussierende Wirkung der Dipolkräfte sowie Beugungserscheinungen werden nicht berücksichtigt.

Die Transmission der Laufwelle beträgt damit

$$T_{LW} = \exp\left(-\int \Lambda \cdot \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{I_{LW}(z)/I_{\text{sat}}}{1 + I_{LW}(z)/I_{\text{sat}} + 4\Delta^2/\Gamma^2} \cdot \frac{1}{v} dz\right),$$

und für die Transmission der Stehwelle folgt

$$T_{SW} = \frac{2}{\lambda} \cdot \int_{x=0}^{\lambda/2} \exp\left(-\int \Lambda \cdot \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{I_{SW}(x,z)/I_{\text{sat}}}{1 + I_{SW}(x,z)/I_{\text{sat}} + 4\Delta^2/\Gamma^2} \cdot \frac{1}{v} dz\right) dx.$$

Die mit diesen Formeln berechneten Kurven sind in Abbildung 2-52 eingezeichnet. Man erkennt, daß dieses Modell trotz der vielen Vereinfachungen die Meßwerte für kleine Verstimmungen gut wiedergibt. Deutliche Abweichungen hingegen liegen für die größere Verstimmung von 200 MHz vor. Bedeutend ist vor allem, daß das Modell eine fast horizontale Verschiebung des Kreuzungspunktes von Lauf- und Stehwellentransmission für unterschiedliche Verstimmungen ergibt, wohingegen die Meßpunkte zeigen, daß die Überschneidung bei verschiedenen Transmissionen stattfindet, wenn die Verstimmung geändert wird.

Dies läßt sich wie folgt erklären: Für die hier vorliegenden Verstimmungen verhält sich die Rate der spontanen Prozesse ungefähr proportional zu I/Δ^2 , so daß eine Verdopplung der Verstimmung Δ durch eine Vervierfachung der Intensität kompensiert werden kann, ohne die Quenchraten zu verändern. Dementsprechend zeigt das Modell den Überschneidungspunkt der Kurven bei ungefähr 300 μW für eine Verstimmung 200 MHz und bei ungefähr 75 μW für eine Verstimmung von 100 MHz. Das Modell vernachlässigt jedoch die Dipolkräfte, welche die Atome in die Knotenbereiche drücken. Die Dipolpotentiale verhalten sich proportional zu I/Δ . Eine Verdopplung der Verstimmung und eine Vervierfachung der Leistung führt insgesamt zu einer Verdopplung der Dipolkräfte, so daß die Transmission ansteigt.

Transmissionsmessungen wie die hier beschriebenen stellen ein praktisches Verfahren dar, um vor einer atomlithographischen Substratbelichtung die eingestellten Laserparameter zu überprüfen: Wenn die Transmission der Stehwelle oberhalb der Transmission der Laufwelle liegt, so werden die Atome selektiv entlang der Stehwellenknoten geführt. Wird dann ein Substrat quer in den Atomstrahl gestellt, so sind Linienmuster zu erwarten.

Braggbeugung

Wie bereits bei der theoretischen Behandlung von Atomen in Stehwellen beschrieben wurde, handelt es sich bei der Ausbreitung der Atome um ein wellenphysikalisches Phänomen, obwohl klassische Trajektorienrechnungen in bestimmten Parameterbereichen gute Näherungen darstellen können. Die Wechselwirkung von Atomen mit einer Stehwelle bietet verschiedene Möglichkeiten, wellenmechanische Eigenschaften der Atome experimentell sichtbar zu machen und zu untersuchen. Ein herausragendes Beispiel hierfür ist die Braggbeugung eines

Atomstrahles an einer stehenden Lichtwelle, die erstmals in der Arbeitsgruppe von D. Pritchard am MIT nachgewiesen wurde [Martin88].

Diese Braggbeugung verdeutlicht neben den Welleneigenschaften des Atomstrahles auch die im Vergleich zur herkömmlichen Optik komplementäre Funktion von Licht und Materie in der Atomoptik und Atomlithographie: Während in der Lichtoptik Materie in Form von Linsen oder Spiegeln verwendet wird, um Lichtwellen zu manipulieren, werden in der Atomoptik Lichtfelder eingesetzt, um die Ausbreitung einer Materiewelle zu beeinflussen.

Im folgenden werden Messungen zur Braggbeugung vorgestellt, die das quantenmechanische Verhalten der Atome besonders eindrucksvoll aufzeigen. Aufgrund der speziellen Meßgeometrie ist dabei bereits an einem einzelnen CCD-Bild die Quantisierung des Lichtfeldes in Photoneneinheiten sichtbar. Dies demonstriert zugleich das hohe (transversale) Impulsaufhebungsvermögen des experimentellen Aufbaus, welches unterhalb eines Photonenrückstoßes liegt. Damit werden prinzipiell Heisenberg-limitierte Messungen des Verhaltens von Atomen in Stehwellen zugänglich.

Um Braggbeugung beobachten zu können, muß der Transversalimpuls des Atomstrahles zunächst so stark eingeengt werden, daß mehrere Kanäle der Stehwelle kohärent besetzt werden. Die Bedeutung der transversalen Impulsbreite rührt von der Heisenbergschen Unschärferelation

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$$

her: Wird die transversale Impulsunschärfe eingeengt, so steigt die Ortsunschärfe an. Damit kann erreicht werden, daß das Wellenpaket eines einzelnen Atomes gleichzeitig mehrere Stehwellenkanäle besetzt. Läuft der Atomstrahl dann unter einem kleinen Winkel in die Stehwelle ein, so kann es zu Interferenzerscheinungen kommen, die bewirken, daß der Atomstrahl um einen bestimmten, festen Winkel abgelenkt wird. Hierfür muß die allgemeine Braggbedingung

$$n \cdot \lambda_{dB} = 2d \cdot \sin(\varphi)$$

erfüllt sein, wobei die Beugungsordnung n eine natürliche Zahl ist, d die Periodizität des Beugungsgitters angibt und φ den halben Ablenkwinkel bezeichnet. Die Periodizität des Beugungsgitters ist im vorliegenden Fall gleich der halben Laserwellenlänge. Diese allgemein bekannte Braggbedingung erhält im Falle der Braggbeugung an einer stehenden Lichtwelle noch eine besondere, anschauliche Bedeutung: Durch Einsetzen der Beziehungen (vgl. Abbildung 2-53)

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{p_s^2 + p_l^2}}, \quad d = \frac{\lambda_{Laser}}{2} \quad \text{und} \quad \sin(\varphi) = \frac{p_s}{\sqrt{p_s^2 + p_l^2}}$$

(p_s : transversaler Impuls, p_l : longitudinaler Impuls, p : gesamter Impuls des Atoms, h : Plancksche Konstante)

und Auflösen nach p_s ergibt sich $p_s = n \cdot \hbar k$. Das bedeutet, daß bei der Ablenkung des Atoms ein transversaler Impuls $2p_s$ übertragen wird, der immer ein Vielfaches von zwei Photonenrückstößen sein muß. Dies läßt sich anschaulich im Photonenbild erklären: Die Stehwelle kann als Überlagerung zweier entgegengesetzter Laufwellen beschrieben werden. Ein Atom

kann deshalb n Photonen aus einem Strahl absorbieren und sie stimuliert in den entgegenlaufenden Strahl wieder emittieren. Dabei wird auf das Atom ein Impuls von genau $2n$ Photonenrückstößen übertragen. Die Braggbeugung stellt sich daher als eine kohärente Umverteilung der Photonen dar. Wenn die beugende Stehwelle breit genug ist, so kann dieser Prozeß nach der ersten Braggbeugung auch wieder umgekehrt ablaufen, so daß die Atome wieder in die ursprüngliche Richtung zurückbeugt werden. Die Atome führen damit Rabi-Oszillationen zwischen der nullten und der n -ten Beugungsordnung aus.

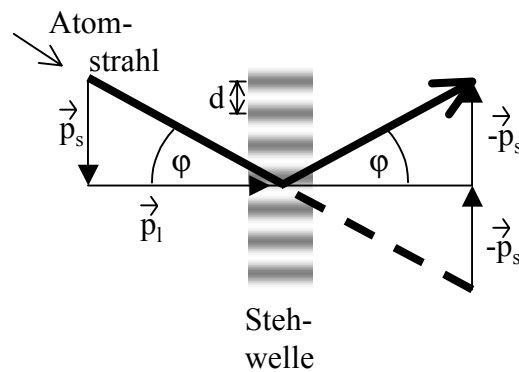


Abbildung 2-53: Prinzip der Braggbeugung

Wie im folgenden gezeigt wird, kann dieses Hin- und Herpendeln der Atome mit dem in Abbildung 2-54 links gezeigten Aufbau experimentell beobachtet werden. Es ist im Rahmen dieser Arbeit sogar gelungen, mehrere Perioden dieser Pendelbewegung in einem einzelnen Kamerabild festzuhalten. Einzelne Absorptions- / Emissionsprozesse der Atome sind damit experimentell beobachtbar.

Zur Aufnahme einer Meßreihe wurde zunächst eine stehende Quenchwelle so einjustiert, daß die Transmissionszone in der Mitte des Atomstrahles lag. Die Verwendung eines Quenchüberganges für solche Experimente besitzt den Vorteil, daß spontane Prozesse nicht zu einer deutlichen Verschmierung der beobachteten Strukturen führen, da gequenchte Atome vom Detektor nicht nachgewiesen werden.

Nach der Stehwellenjustage wurde die transversale Impulskomponente des Atomstrahles mit zwei Schlitzblenden vor der Stehwelle auf $0.5 \hbar k$ eingengt. Diese Schlitzblenden waren auf zwei Inchworm-Motoren montiert, so daß sie beliebig positioniert werden konnten. Durch entsprechende Positionierung konnte erreicht werden, daß der kollimierte Strahl unter einem kleinen Winkel in die Stehwelle einlief.

Verschiedene Flugstrecken der Atome durch die Stehwelle konnten eingestellt werden, indem die Position einer auf einem Linearverschiebetisch außerhalb der Vakuumkammer montierten Klinge variiert wurde (vgl. Abbildung 2-54). Zur Bestimmung dieser Flugstrecken s wurde die Leistung des Quenchlasers hinter der Klinge, P_K , gemessen und mit der festen Quenchlaserleistung vor der Klinge, P_0 , verglichen. Diese Leistungen sind verknüpft gemäß der Beziehung

$$P_K(s) = \int_{z=-\infty}^s \int_{x=-\infty}^{+\infty} \frac{2 \cdot P_0}{\pi \cdot w^2} \cdot \exp\left(-2 \cdot \frac{x^2 + z^2}{w^2}\right) dx dz,$$

so daß sich aus einem Leistungsvergleich direkt die Flugstrecke s berechnen läßt.

Die momentane Geschwindigkeitsverteilung der Atome am Austrittsort wurde mit dem MCP-Detektor aufgezeichnet.

Ein typisches Meßbild ist in Abbildung 2-54 rechts erklärt. Man erkennt zwei vertikale, unterbrochene Streifen. Der linke Streifen gibt die Position an, die der Atomstrahl aufgrund der beiden Schlitzblenden ohne Wechselwirkung mit der Stehwelle hat. Der rechte Streifen zeigt Atome, die durch die Stehwelle einen transversalen Impuls von $2 \hbar k$ erhalten haben. Die Streifen sind horizontal unterbrochen, da die Stehwellenintensität aufgrund des gaußförmigen Laserprofils von der Mitte aus nach oben und unten hin abnimmt und die Atome bei verschiedenen Intensitäten verschiedene Pendelfrequenzen besitzen. Die Atome, die den Peak auf mittlerer Höhe im rechten Streifen bilden, haben sich in der Mitte des vertikalen Stehwellenprofils bewegt und dementsprechend die meisten Oszillationen, im gezeigten Bild $5/2$ Perioden, durchgeführt. Die Atome im Peak darüber und darunter haben eine Periode weniger vollzogen, etc. Die vertikale Unsymmetrie des linken Streifens ist lediglich die Konsequenz einer nicht ganz perfekten Justage.

Im Gegensatz zu einer klassischen Trajektorie zeigt das Bild insbesondere, daß der atomare Impuls nicht kontinuierlich verändert wird, sondern zwischen 0 und $2 \hbar k$ hin- und herspringt. Dies ist ein experimenteller Beweis für die Quantisierung des Photonenimpulses in Einheiten von $\hbar k$.

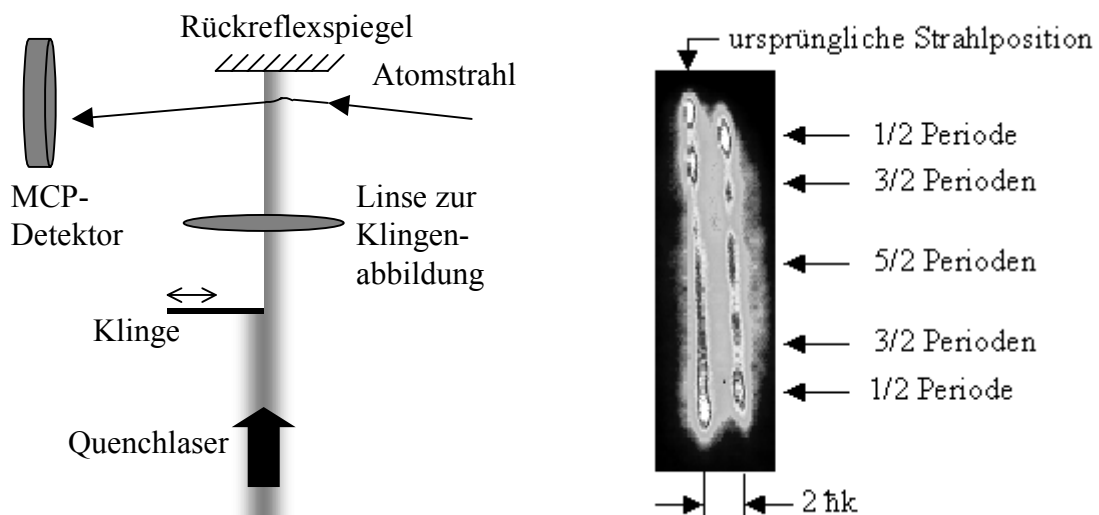


Abbildung 2-54: Braggbeugung: Experimenteller Aufbau (links) und exemplarisches Meßbild (rechts)

Eine Meßreihe, die vier solche Bilder nach verschiedenen Flugstrecken durch die Stehwelle zeigt, ist in Abbildung 2-55 dargestellt. Die Leistungsangabe über den Bildern geben wie oben beschrieben die hinter der Klinge gemessene Laserleistung an. Vor der Klinge war eine feste Leistung von 1 mW eingestellt. Der Waist betrug für diese Messungen ca. $700 \mu\text{m}$, die Verstimmung war $+80 \text{ MHz}$. Hier wird das Pendeln der Atome im zeitlichen Ablauf deutlich sichtbar. Die Bilder zeigen einen Bereich von $3/2$ Perioden in der Bildmitte.

Lange Flugstrecken führen schließlich dazu, daß keine Oszillationen mehr sichtbar sind, sondern daß der Strahl aufgrund des Quenchings homogen schwächer wird. Das Verschwinden der Pendelbewegung ist vermutlich hauptsächlich auf die longitudinale Geschwindigkeitsbreite des Atomstrahles zurückzuführen, die ein "Verwaschen" der Strukturen bewirkt.

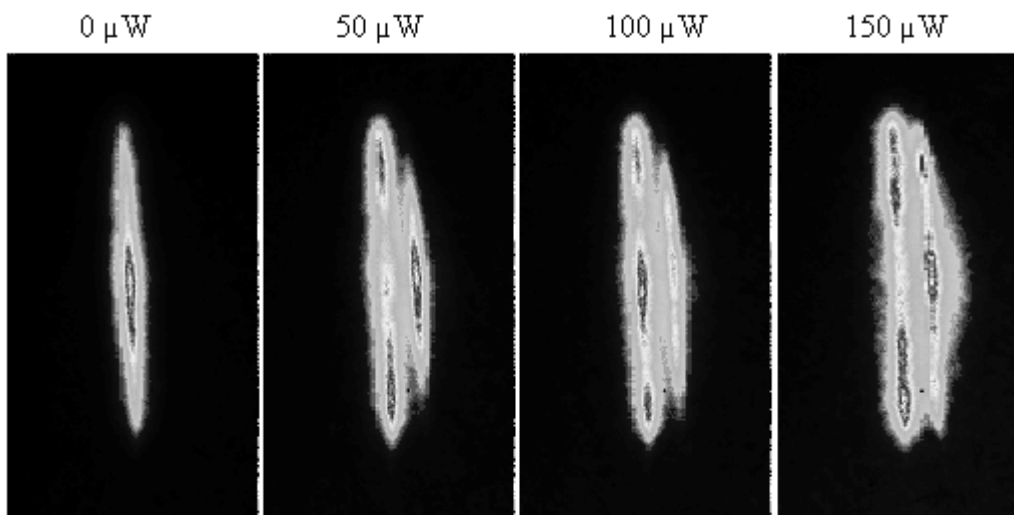


Abbildung 2-55: Impulsverteilung nach verschiedenen Flugstrecken durch die Stehwelle

Atomlithographische Erzeugung von Nanostrukturen mittels Stehwellen

Die bisher beschriebenen Untersuchungen dienten dazu, Stehwellen als Prototyp für Lichtmasken, mit denen ein langsamer Atomstrahl manipuliert werden kann, zu charakterisieren. Dies geschah mit indirekten Nachweismethoden, für die der MCP-Detektor eingesetzt wurde, und ermöglichte u.a. die Auswahl geeigneter Laserparameter und die Winkeljustage der Stehwelle. Neben diesen indirekten Untersuchungen ist im Rahmen der vorliegenden Arbeit jedoch auch der Einsatz von Stehwellen zur atomlithographischen Erzeugung von Nanostrukturen und damit verbunden der direkte Nachweis der Lokalisation der Atome gelungen. Hierbei handelt es sich zugleich um die erstmalige Verwendung eines gebremsten Strahles zur Atomlithographie.

Beim Einsatz der Stehwelle in einem atomlithographischen Experiment kommen im Vergleich zu den bisher beschriebenen Experimenten weitere Aspekte hinzu, die den experimentellen Aufwand erhöhen. Hierzu gehören neben der Probenvorbereitung und dem Ätzen vor allem die benötigten Belichtungszeiten: Während beim MCP-Detektor ein von einem Ne^* -Atom freigesetztes Elektron um den Faktor 10^6 in einem Microchannel verstärkt wird, so daß Belichtungszeiten von wenigen Millisekunden ausreichen, können die Belichtungszeiten für ein atomlithographisches Experiment je nach eingestellter Quenchrage und Positionierung des Substrates bei über 1 h liegen. Dies stellt erhebliche experimentelle Anforderungen. Insbesondere muß verhindert werden, daß sich während dieser Zeit die Position der Stehwelle relativ zum Substrat durch thermische Drifts o.ä. verschiebt.

Ausgangspunkt für diese Experimente bildet die bereits in Abbildung 2-51 gezeigte Transmissionszone von Atomen durch eine blau verstimmt stehende Quenchwelle. Mit Hilfe des MCP-Detektors war diese Zone bereits im Impulsraum untersucht worden und hatte, zusammen mit entsprechenden Flußmessungen, indirekt die Lokalisation der Atome nahe den Knotenlinien bewiesen. Bei einem direkten Nachweis der Ortsraumverteilung durch ein in der Transmissionszone aufgestelltes Substrat sind also Linienmuster zu erwarten.

Für die experimentelle Realisierung mußte insbesondere eine entsprechende Justagegenauigkeit gegeben sein. Damit sich das Substrat im Laufe der Bestrahlung nicht relativ zu den

Knotenlinien verschiebt, wurde es direkt auf dem zur Erzeugung der Stehwelle eingesetzten Rückreflexspiegel montiert. Da die Lage des Spiegels immer die Position der ersten Knotenlinie festlegt, war gewährleistet, daß sich beispielsweise bei einer thermischen Drift des gesamten Halters zwar das Substrat relativ zum Atomstrahl verschiebt, nicht aber relativ zu den Knotenlinien.

Um einen möglichst genauen 90° Winkel zwischen Substrat und Spiegel zu gewährleisten, wurden zur Halterung des Substrates zwei 90° Prismen direkt auf dem Spiegel montiert, gegen die das Substrat mittels einer Klemmvorrichtung gedrückt wurde.

Vor der eigentlichen Resistbestrahlung mußte eine Winkeljustage des Rückreflexspiegels relativ zum Atomstrahl, analog zu Abbildung 2-51, vorgenommen werden. Das bedeutet, daß das Substrat vor der Bestrahlung seitlich aus dem Atomstrahl herausbewegt werden muß, damit der Strahl auf den MCP-Detektor trifft, und daß das Substrat nach erfolgter Winkeljustage wieder ohne Winkeländerung in den Strahl zurückgefahren werden muß. Hierfür wurde der Rückreflexspiegel mit dem Substrat und mit dem DC-Motor, der zur Spiegelverkipfung diente, auf einem Linearverschiebetisch montiert (siehe Abbildung 2-56). Dieser Linearverschiebetisch wurde durch einen UHV-Schrittmotor angetrieben und war damit im Vakuum verfahrbar.

Der Linearverschiebetisch konnte nur ungefähr senkrecht zum Atomstrahl eingebaut werden. Dies war jedoch nicht gravierend, da diese Ungenauigkeit beim Verfahren nur zu einer Verschiebung des Rückreflexspiegels in Atomstrahlrichtung führte, nicht jedoch zu einer Winkeländerung.

Sowohl beim Quenching als auch beim Fokussieren ist die Lokalisierung der Atome im Inneren der Stehwelle am besten. Dies bedeutet, daß das Substrat nahe der Stehwellenmitte positioniert werden muß. Die Stehwelle wird dann z.T. vom Substrat abgeschnitten. Um die Position des Substrates experimentell zu bestimmen, wurde die Leistung des Rückreflexes des Quenchlasers gemessen. Die Rückreflexleistung ist ein Maß für den Strahlanteil, der auf den Rückreflexspiegel trifft und nicht vom Substrat abgeschnitten wird, und gibt damit die Substratposition wieder.

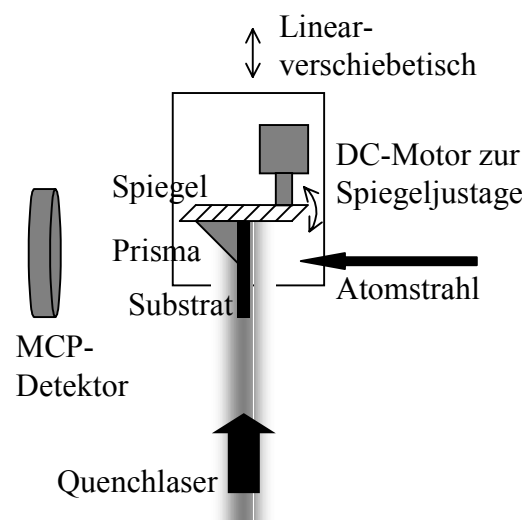


Abbildung 2-56: Zur Justage von Substrat, Stehwelle und Atomstrahl benutzter Aufbau

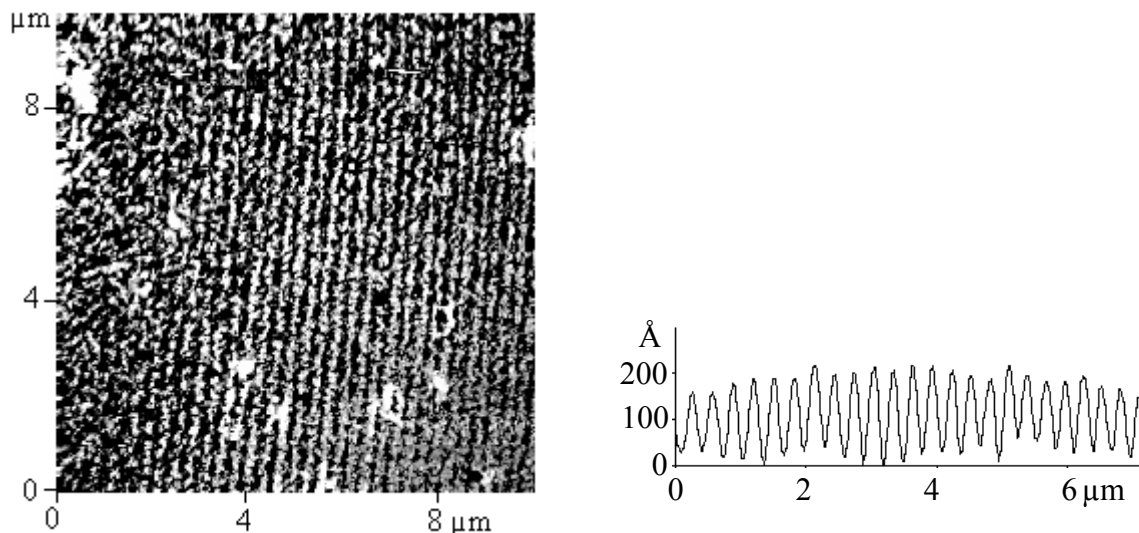


Abbildung 2-57: AFM-Scan und integrierte Lineanalyse eines bestrahlten Substrates, das in einer stehenden, blauverstimmten Quenchwelle positioniert war

Das Ergebnis einer solchen Bestrahlung ist in Abbildung 2-57 zu sehen. Als Resist wurde eine Dodecanthiol-Schicht verwendet. Der Laserwaist betrug für diese Aufnahmen $100\ \mu\text{m}$, die Leistung $600\ \mu\text{W}$ und die Verstimmung $1\ \text{GHz}$. Nach sechsstündiger Bestrahlung wurde die Probe wie in Kapitel 2.3.2 beschrieben geätzt. Abbildung 2-57 zeigt einen $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ großen AFM-Scan sowie einen längs der Linien aufintegrierten Schnitt. Die Linienstrukturen sind sehr deutlich zu erkennen und besitzen eine Periodizität von der halben Wellenlänge des Stehwellenlasers. Damit ist die Einsatzfähigkeit langsamer Atomstrahlen in der Atomlithographie erstmalig demonstriert.

Insgesamt konnten im Rahmen dieser Arbeit alle für die Atomlithographie mit Ne^* benötigten Techniken untersucht und erfolgreich eingesetzt werden. Hierzu gehören insbesondere die Probenpräparation, die Ätzverfahren, die Probenuntersuchung mittels Rasterkraftmikroskopie sowie die atomoptischen Elemente. Da bisher auf dem Gebiet der Atomlithographie keine Erfahrungen in der Arbeitsgruppe bestanden, mußten die benötigten experimentellen Methoden auf allen involvierten Gebieten neu eingeführt werden. Trotz des großen Umfangs und der Vielseitigkeit der Anforderungen konnten in dieser Arbeit nicht nur die einzelnen beteiligten Elemente, sondern auch ihr Zusammenspiel und ihr erfolgreicher Einsatz zur Nanostrukturierung von Oberflächen demonstriert werden.

Die erzielten Ergebnisse ergänzen die bisher von anderen Gruppen erzielten Resultate in vielerlei Hinsicht: Durch die Untersuchung von Dodecanthiol-SAMs als Resist konnte mit Bestimmung der für Ne^* benötigten Dosis die bisherigen Werte für He^* und Ar^* ergänzt werden. Der Einsatz von OTS zeigt neue Wege für zukünftige Resists auf, mit denen die bei Dodecanthiol aufgrund der benötigten Goldschichten auftretenden Schwierigkeiten umgangen werden können. Mit Hilfe von OTS gelang auch der erstmalige Nachweis eines direkten Topographiekontrastes in der Atomlithographie mit metastabilen Edelgasatomen. Beim Einsatz der "Contamination"-Lithographie wurden mit den in Abbildung 2-22 gezeigten regelmäßig angeordneten nadelförmigen Peaks ein Phänomen entdeckt, daß bisher noch nicht letztendlich geklärt werden konnte, daß aber eventuell zu zukünftigen neuartigen Lithographietechniken führen könnte. Auf dem Gebiet der Atomoptik schließlich konnten erstmalig die Besonderheiten, die sich aus der Verwendung eines langsamen Strahles ergeben, studiert werden.

Die vorliegende Arbeit liefert damit die Grundlagen für das Design spezieller Atomlithographiemaschinen. Die benötigten Weiterentwicklungen sind vor allem ingenieurtechnischer Art und betreffen insbesondere die Entwicklung leistungsfähigerer Quellen für metastabile Atome. Mögliche Ansätze zur Flußerhöhung wären z.B. parallele Quellgeometrien wie eine Gasexpansion durch eine Vielkanalplatte. Leistungsfähigere Quellen würden kürzere Belichtungszeiten und damit verbunden kleinere thermische Drifts der Apparatur bewirken und ein auch stärkeres Quenchen der Atome erlauben.

Da mit neutralen Atomen gearbeitet wird, kommt es zu keiner Abstoßung der Atome untereinander, und da zugleich Lichtmasken wie z.B. Stehwellen über größere Strecken exakte Periodizitäten ohne Verzerrungen aufweisen, ist das beschriebene Verfahren skalierbar und kann bei entsprechend leistungsfähigen Quellen direkt zur Strukturierung großer Flächen von mehreren cm^2 eingesetzt werden.

3 Magnetisches Führen eines langsamen, neutralen Atomstrahles

3.1 Einleitung

Langsame Atomstrahlen wie der im Rahmen dieser Arbeit benutzte, lasergekühlte Stahl mit einer Geschwindigkeit von 28 m/s sind für atomoptische Experimente von besonderem Interesse, da sie i.a. lange Wechselwirkungszeiten mit atomoptischen Elementen ermöglichen und vergleichsweise geringe kinetische Energien besitzen. Sie können daher mit einer Vielzahl verschiedener Techniken manipuliert werden, die bei schnellen (thermischen) Strahlen nicht anwendbar sind. Ein solches atomoptisches Element, welches in vielen Experimenten von zentraler Bedeutung ist und im folgenden daher näher untersucht wird, ist eine atomare Leiterstruktur. Atomare Leiterstrukturen bewirken das Führen von Atomen längs eines vorgegebenen Weges. Darüber hinaus ermöglichen sie aber, je nach ihrer Realisierung, noch zahlreiche weitergehende Manipulationen. Beispielsweise können Atomstrahlen in sich verengenden Leiterstrukturen fokussiert werden, oder sie können durch Strahlteiler in mehrere Teilstrahlen aufgespalten werden. Wenn es gelingt, einen Strahlteiler kohärent zu realisieren, sind geführte Atominterferometer denkbar. Schließlich ermöglichen Leiterstrukturen auch das Studium eindimensionaler Systeme, weil sie den Atomstrahl in zwei der drei Raumdimensionen einschließen.

Da die betrachteten Atomstrahlen elektrisch neutral sind, werden zur Realisierung von Leiterstrukturen anstelle der elektrischen Ladung meist höhere Multipolmomente der Atome ausgenutzt. Bei bisherigen atomoptischen Leitern wurde insbesondere die Wechselwirkung eines elektrischen Dipolmomentes mit einem elektrischen Feldgradienten verwendet. Aufgrund ihrer Parität besitzen einzelne atomare Zustände zwar kein statisches elektrisches Dipolmoment, aber mit einem Lichtfeld können verschiedene Zustände gekoppelt und so elektrische Dipolmomente im Atom induziert werden. Aus der Wechselwirkung dieser induzierten Dipolmomente mit dem induzierenden Feld resultiert die Dipolkraft, die bereits in Kapitel 2.3.3 beschrieben worden ist. Sie läßt sich auf verschiedene Weise zum Führen von Atomen einsetzen, wie die folgenden Beispiele zeigen.

Channeling

Das im Rahmen der Atomlithographie beschriebene Channeling langsamer Atome stellt bereits eine Form des Führens dar. Bei einer blauverstimmten Stehwelle werden die Atome entlang der Knotenlinien geleitet, und schräg in die Stehwelle einlaufende Atome werden in die neue Richtung umgelenkt. Es handelt sich sogar um eine kohärente Art des Führens, d.h. hinter dem Leiter können Interferenzerscheinungen beobachtet werden [Keller99].

Der Einsatz des Channelings zum Führen von Atomen ist jedoch durch einige gravierende Nachteile limitiert: Da der Atomstrahl quer zum Stehwellenfeld einläuft, sind für lange Leiterstrukturen entsprechend breite Lichtfelder und daher hohe Laserleistungen nötig. Ferner sind keine beliebig geformten Wege realisierbar, und ein Führen durch Kurven, erzielbar z.B. durch Ausnutzung der Wellenfrontkrümmung in einem fokussierten Laserfeld, ist bei komplexeren Wegen sehr aufwendig.

Führen in einem Donut-Mode

Beim Channeling ist die maximale Länge der Leiterstruktur durch die Breite des Lichtfeldes und damit durch die verfügbare Laserleistung begrenzt. Diese Limitation kann umgangen werden, wenn Atome in einem Lichtfeld geführt werden, das sich nicht wie beim Channeling

senkrecht zur Flugrichtung der Atome, sondern parallel dazu ausbreitet. Beispiele hierfür sind z.B. ein rotverstimmter Gaußstrahl, der aufgrund der Dipolkraft die Atome stets in Gebiete hoher Lichtintensität und damit in die Strahlmitte zieht, oder ein blauverstimmter Donutmode (Laguerre-Gauß-Strahl), der in der Strahlmitte ein Intensitätsminimum besitzt und Atome, die sich von der Mitte aus nach außen bewegen, wieder in die Strahlmitte drückt.

Gegenüber dem Führen in einem rotverstimmten Gaußstrahl besitzt das Führen in einem blauverstimmten Donutmode verschiedene Vorzüge: Einerseits befinden sich beim Donutmode die Atome in einem Gebiet geringer Lichtintensität. Dies ist für Laserkühlexperimente wichtig, da geringe Lichtintensitäten i.a. auch geringe Streuraten und damit geringe Heizraten bewirken. Ferner können durch Verwendung spezieller Phasenhologramme auch höhere Laguerre-Gauß-Moden wie z.B. LG_0^5 oder LG_0^{10} erzeugt werden. Das radiale Intensitätsprofil eines Laguerre-Gauß-Mode LG_0^L ist proportional zu $r^{2|L|}$, so daß höhere Moden sich immer mehr einem Kastenpotential für Atome annähern. Die Form des Führungspotentiales ist damit einstellbar.

Zusätzlich zu einem solchen Führungsfeld können auch noch transversale Kühlfelder eingestrahlt werden, und schließlich kann ein Atomstrahl fokussiert werden, indem der führende Donutmode selber fokussiert wird. Eine Untersuchung einer solchen Geometrie findet sich in [Schiffer98].

Das Führen von Atomen im Donutmode ermöglicht die Realisierung langer Leiterstrukturen. Es ist aber keine flexible Technik - weder gekrümmte oder gar beliebig geformte Wege noch Beamsplitter sind möglich.

Führen in Hohlkernglasfasern

Das Führen von Atomen im Inneren von Hohlkernglasfasern [Renn95, Ito96, Wokurka98, Dall99] ist mit dem Führen von Atomen in einem Donutmode verwandt, ermöglicht aber auch gekrümmte Wege. Hierfür wird ein blauverstimmter Laserstrahl im Glas der Faser geführt. Ein kleiner Teil dieses Strahles dringt als evaneszentes Feld in den hohlen Kern der Faser ein und drückt dort befindliche Atome vom inneren Faserrand weg. Die Atome werden also durch ein Lichtfeld geführt, welches selber durch eine Faser geführt wird und daher beliebigen Raumkurven folgen kann.

Dieses Verfahren besitzt jedoch verschiedene Nachteile: Hohlfasern sind vakuumtechnisch schwer handzuhaben. Bei kleinen Kerndurchmessern ist das Auspumpen einer solchen Faser langwierig. Die Einkopplung der Atome in die Faser ist relativ schwierig, da die Faseröffnungen nur klein sind. Zusätzlich zum Atomstrahl muß auch der Laserstrahl in die Faser eingekoppelt werden. Eine Möglichkeit zur effizienten Einkopplung eines Atomstrahles in die Hohlfaser ist z.B. die Verwendung eines LG_0^5 -Modes, wie in Abbildung 3-1 prinzipiell gezeigt. Diese Anordnung wurde von [Wokurka98] näher untersucht.

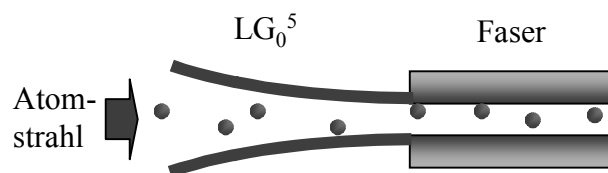


Abbildung 3-1: LG_0^5 Mode zur Einkopplung von Atomen in eine Hohlfaser

Eine prinzipielle Schwierigkeit sind Verluste, die durch Speckle-Muster des Lichtfeldes in der Faser entstehen. Die Speckle-Muster werden durch die Interferenz vieler Lichtmoden hervorgerufen, die sich gleichzeitig in der Faser ausbreiten. Dadurch kommt es lokal auch zu Gebieten verschwindender Lichtintensität, in denen die Atome mit dem inneren Faserrand kollidieren können, was zu Flußverlusten führt. Die Speckle-Muster ließen sich durch die Verwendung einer Singlemode-Hohlkernfaser vermeiden, jedoch sind solche Fasern nur schwer herzustellen.

Weitere Nachteile liegen darin, daß sich mit Hohlfasern zwar beliebige Bahnkurven, nicht jedoch Beamsplitter erzeugen lassen, und daß die Atome nicht für transversale Kühlfelder frei zugänglich, sondern durch die Faser abgeschirmt sind.

3.2 Führen in magnetischen Strukturen

Als Alternative zu den bisher beschriebenen Leiterstrukturen, die alle auf der Wechselwirkung eines elektrischen Dipolmomentes mit einem elektrischen Feldgradienten beruhen, wurde im Rahmen dieser Doktorarbeit das Führen von Atomen mit Hilfe magnetischer Momente untersucht. Die benutzten Magnetfelder können entweder mit Permanentmagneten oder mit stromdurchflossenen Leitern erzeugt werden. Im Falle der stromdurchflossenen Leiter sind beliebig geformte Wege für die Atome realisierbar, und durch Variation des Stromes sind solche Leiterstrukturen dynamisch an- und ausschaltbar. Ferner können auch komplexere atomoptische Elemente wie z.B. Beamsplitter oder miniaturisierte Magnetfallen realisiert werden. Die Atome in solchen Leitern sind frei zugänglich und können mit weiteren Laserstrahlen manipuliert werden. Durch geeignete Wahl der Magnetfelder ist es damit auch möglich, miniaturisierte magneto-optische Fallen (MOTs) zu erzeugen.

Magnetische Leiterstrukturen weisen insgesamt eine große Flexibilität auf und werden für zukünftige atomoptische Elemente eine zentrale Rolle spielen. Sie sind ein hochaktuelles Forschungsgebiet und werden derzeit in verschiedenen Gruppen untersucht [siehe z.B. Forstagh98, Densch99, Reichel99, Müller99, Dekker00, Folman00].

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurden verschiedenartige Wellenleiter demonstriert und experimentelle Erfahrungen gewonnen, aus denen sich Hinweise für das Design zukünftiger, integrierter Komponenten ergeben.

3.3 Prinzip der magnetischen Leiterstrukturen

Magnetische Leiterstrukturen nutzen das magnetische Dipolmoment μ der Atome aus, welches über das Bohrsche Magneton μ_B und den Landéfaktor g_j mit der Magnetquantenzahl m_j verbunden ist:

$$\mu = \mu_B g_j m_j$$

Die Wechselwirkungsenergie eines magnetischen Dipols mit einem magnetischen Feld B ist gegeben durch das Skalarprodukt

$$W = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}.$$

Die Kraft auf ein Atom ergibt sich als der negative Gradient dieses Potentials.

Das Potential besitzt eine komplizierte, winkelabhängige Form. Für alle im folgenden betrachteten Leiter kann jedoch davon ausgegangen werden, daß sich die Ausrichtung des magnetischen Dipolmomentes relativ zum B-Feld trotz der Bewegung der Atome nicht ändert, d.h. daß das magnetische Dipolmoment adiabatisch Änderungen der B-Feldrichtung folgt. Die Adiabazitätsbedingung, die hierfür erfüllt sein muß, lautet

$$\omega_L := \frac{\mu \cdot B}{\hbar} \gg \frac{1}{B} \cdot \left| \frac{dB}{dt} \right|$$

[Metcalf99] und besagt anschaulich, daß die Larmorfrequenz ω_L , mit der die Atome in der klassischen Beschreibung um die B-Feldachse präzedieren, deutlich größer sein muß als die relative zeitliche Änderungsrate des B-Feldes.

Ist diese Adiabazitätsbedingung erfüllt, so vereinfacht sich das Potential zu

$$W = -\mu \cdot B$$

und die auf ein Atom ausgeübte Kraft beträgt

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}W = \mu \cdot \vec{\nabla}B$$

Atome können demzufolge entlang von B-Feldminima geführt werden. Solche B-Feldminima können mit vielen verschiedenen Magnetanordnungen bzw. stromdurchflossenen Leiteranordnungen realisiert werden.

Lokale magnetische Feldmaxima lassen sich nur mit dynamischen Fallen, nicht jedoch mit den hier betrachteten statischen Feldern erzeugen [Berge87, Weinstein95]. Sie besitzen den Vorteil, daß in ihnen die Atome im Zustand mit niedrigster Energie im Magnetfeld (d.h. als sog. "high-field seeker") gespeichert werden können. Bei hinreichend tiefen Temperaturen können dann Kollisionen, die den Spin-Zustand der Atome ändern und damit zu Fallenverlusten führen würden, energetisch unterdrückt sein.

3.4 Planare Leiterstrukturen

Werden stromdurchflossene elektrische Leiter zur Erzeugung der Magnetfelder eingesetzt, so sind planare Geometrien von besonderem Interesse. Unter einer planaren Geometrie wird im folgenden eine Anordnung verstanden, bei der alle Leiter auf einer gemeinsamen Oberfläche aufliegen.

Die Vorteile einer solchen Anordnung bestehen vor allem darin, daß die Leiter aufgrund ihres thermischen Kontaktes zu einer Oberfläche effizient gekühlt werden können. Eine effiziente Kühlung ist Voraussetzung für die Verwendung hoher Stromstärken, da ohmsches Heizen der Drähte sonst zu einem deutlichen Ausdampfen und damit zu einer Verschlechterung des Vakuums führen kann. Weiterhin ermöglichen es planare Geometrien, nahezu beliebige Wege vorzugeben, indem die Leiterbahnen entsprechend auf der Oberfläche verlegt werden. Da Oberflächen durch herkömmliche lithographische Techniken einfach strukturiert werden können, sind auch miniaturisierte planare Anordnungen oder komplexere, auf einer Chipoberfläche aufgebrachte Systeme denkbar.

Konkret existieren viele verschiedene planare Leiterstrukturen, die Magnetfeldminima in der Ebene der Drähte oder über und unter dieser Ebene erzeugen können.

Das einfachste Beispiel hierfür ist die in Abbildung 3-2 gezeigte Überlagerung des Magnetfeldes eines einzelnen, stromdurchflossenen Drahtes mit einem äußeren homogenen Magnetfeld.

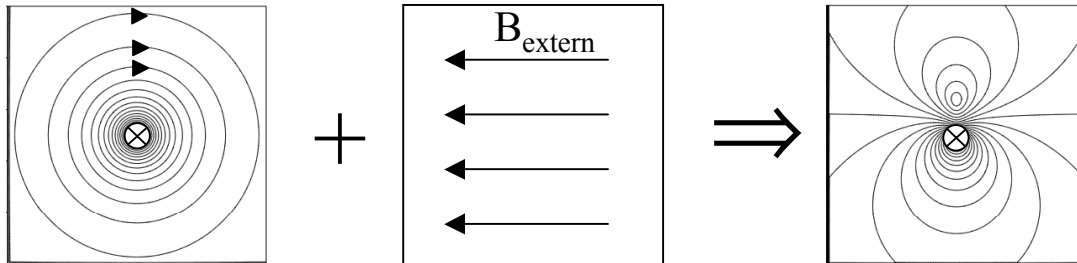


Abbildung 3-2: Die Überlagerung des B-Feldes eines einzelnen Drahtes (links) mit einem externen Feld (Mitte) ergibt ein Feld, das rechts als Konturplot gezeichnet ist und ein Minimum oberhalb des Drahtes besitzt.

Ein stromdurchflossener Draht erzeugt ein B-Feld, dessen Feldlinien den Draht kreisförmig umschließen und das mit zunehmendem Abstand R vom Draht proportional zu $1/R$ abfällt. Ein äußeres, homogenes, wie in der Abbildung orientiertes Magnetfeld wirkt dem Drahtfeld oberhalb des Drahtes entgegen und kann das Feld an einer einzelnen Stelle sogar annullieren, so daß bei dieser Stelle ein magnetisches Minimum entsteht, zu dem Atome mit geeignetem m_J -Zustand hingezogen werden. Dieses Minimum ist im Konturplot (Abbildung 3-2 rechts) über dem Draht gut zu erkennen. Die Adiabazitätbedingung ist an dieser Stelle nicht mehr erfüllt. Die Atome können daher beim Durchqueren des Minimums die Ausrichtung ihres magnetischen Momentes relativ zur lokalen B-Feldrichtung ändern und werden dann nicht mehr im Potential geführt. Um diese sogenannten Majorana-Verluste zu vermeiden, kann senkrecht zu der in Abbildung 3-2 gezeigten Ebene ein weiteres homogenes externes Magnetfeld, das sogenannte Bias-Feld, angelegt werden. Das Bias-Feld verschiebt das Minimum nicht, hebt aber die B-Feldstärke überall an, so daß die Adiabazitätsbedingung wieder erfüllt werden kann. Ein Nebeneffekt ist eine Änderung der Form des Minimums, welche für genaue Berechnungen berücksichtigt werden muß.

Die Verwendung eines äußeren B-Feldes wie in Abbildung 3-2 kann in vielen Fällen hinderlich sein. Beispielsweise muß für die Realisierung einer Kurve das externe B-Feld mitrotiert werden. Um diese Schwierigkeiten zu umgehen, bietet es sich an, daß externe B-Feld durch das Feld eines oder mehrerer zusätzlicher Drähte zu ersetzen. Abbildung 3-3 zeigt eine solche Geometrie, die aus zwei parallelen, gleich starken Strömen besteht.

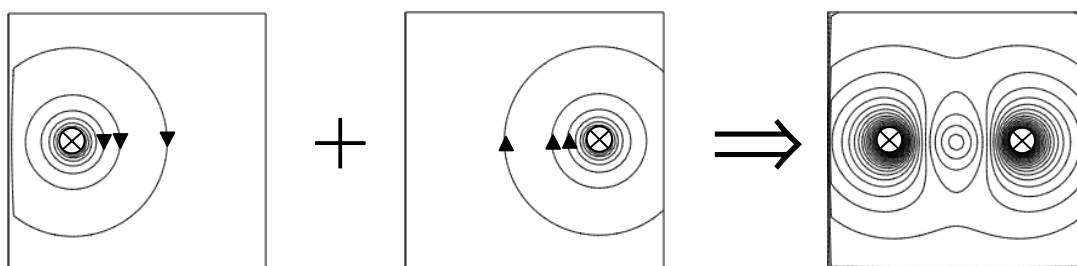


Abbildung 3-3: Leiterstruktur bestehend aus zwei parallelen Strömen

Die Überlagerung der beiden Felder erzeugt ein Minimum in der Mitte zwischen den beiden Leitern. Diese Anordnung führt zu einem besonders starken Einschluß der Atome: da die Abstände des Magnetfeldminimums zu den beiden Drähten minimal sind, muß das Magnetfeld über eine sehr kurze Strecke vom Feld an der Drahtoberfläche auf den Wert Null im Minimum abfallen. Dies impliziert steile Magnetfeldgradienten und damit hohe Kräfte, die auf ein Atom ausgeübt werden können.

Nachteilig ist jedoch, daß die Atome in der Drahtebene geführt werden. Wenn die Drähte auf einer Oberfläche aufliegen, ist die räumliche Ausdehnung des Gebietes, in dem Atome geführt werden können, durch die Drahthöhe begrenzt, da eine Kollision der Atome mit der Oberfläche zu Verlusten führt. Durch die Verwendung eines zusätzlichen, horizontalen externen Magnetfeldes kann das Minimum jedoch aus der Drahtebene heraus nach oben (oder unten) verschoben werden.

Auch ohne externes Magnetfeld lassen sich B-Feldminima oberhalb der Leiterebene erzeugen, wenn wie in Abbildung 3-4 ein weiterer stromdurchflossener Leiter benutzt wird. Bei dieser Geometrie werden der rechte und der linke Leiter vom gleichen Strom durchflossen, während die Stromrichtung des mittleren Drahtes in die umgekehrte Richtung zeigt. Die beiden äußeren Drähte erzeugen daher in der Mitte ein horizontales B-Feld, das dem Feld des mittleren Drahtes entgegenwirkt. Ähnlich wie bei der Anordnung von Abbildung 3-2 entsteht dadurch ein Minimum oberhalb der Drahtebene. Es existiert ein weiteres Minimum unterhalb der Drahtebene, welches jedoch nicht von Bedeutung ist, da Atome bei dem im Rahmen dieser Arbeit benutzten experimentellen Aufbau gezielt in das obere Minimum geladen werden können.

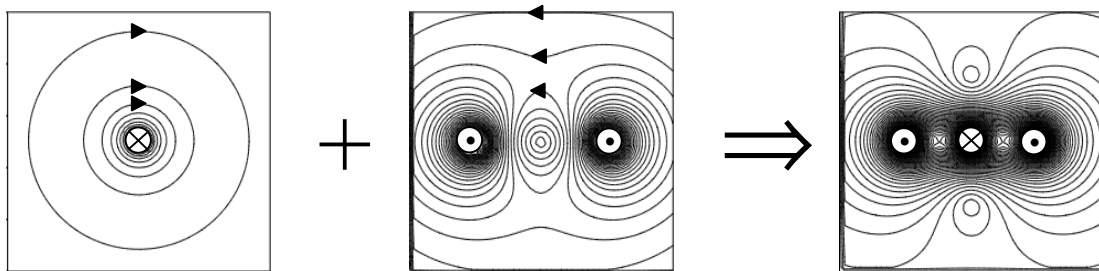


Abbildung 3-4: Leiterstruktur bestehend aus drei Strömen mit alternierender Stromrichtung

Durch das Führen der Atome oberhalb der Drahtebene sind sie für zusätzliche Manipulationen mit Laserstrahlen (wie z.B. Laserkühlen) zugänglich.

Durch Hinzunahme weiterer Leiter kann schließlich erreicht werden, daß nicht nur ein, sondern mehrere parallele B-Feldminima über der Leiterebene erzeugt werden. Abbildung 3-5 demonstriert dies am Beispiel einer Anordnung aus acht gleich großen, jeweils antiparallelen Strömen. Hierbei entstehen oberhalb der Leiterebene drei Minima.

In Abbildung 3-5 ist unter dem Kontur-Plot des B-Feldes zur Verdeutlichung die Anordnung der elektrischen Leiter mit den jeweiligen Stromrichtungen eingezeichnet.

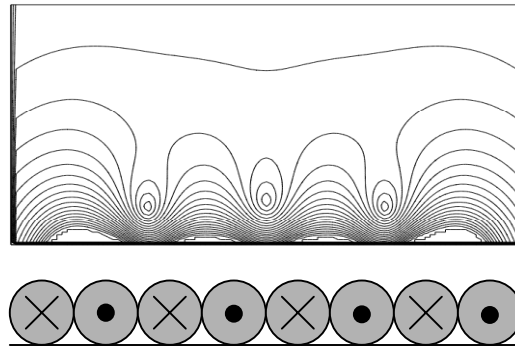


Abbildung 3-5: Leiterstruktur aus acht Strömen mit alternierender Richtung

Die in diesem Kapitel gezeigten B-Felder wurden durch vektorielle Addition der einzelnen Drahtfelder und der eventuellen externen B-Felder berechnet.

Dabei wurde von runden, unendlich langen Leitern ausgegangen, so daß das B-Feld eines einzelnen Drahtes durch einfaches Verschieben des bekannten Feldes B_D eines unendlich langen stromdurchflossenen Drahtes durch den Koordinatenursprung,

$$\vec{B}_D = \mu_0 \cdot \frac{I}{2 \cdot \pi \cdot r} \cdot \vec{e}_\varphi$$

berechnet werden kann. Hierbei bezeichnet I die Stromstärke, r den Abstand des betrachteten Punktes von der Drahtmitte, und μ_0 die magnetische Feldkonstante.

Einflüsse einer endlichen Leiterlänge können berücksichtigt werden, indem zur Berechnung des Magnetfeldes an einem Raumpunkt das Biot-Savart Integral längs der verschiedenen Leiter berechnet wird [Gerthsen92]:

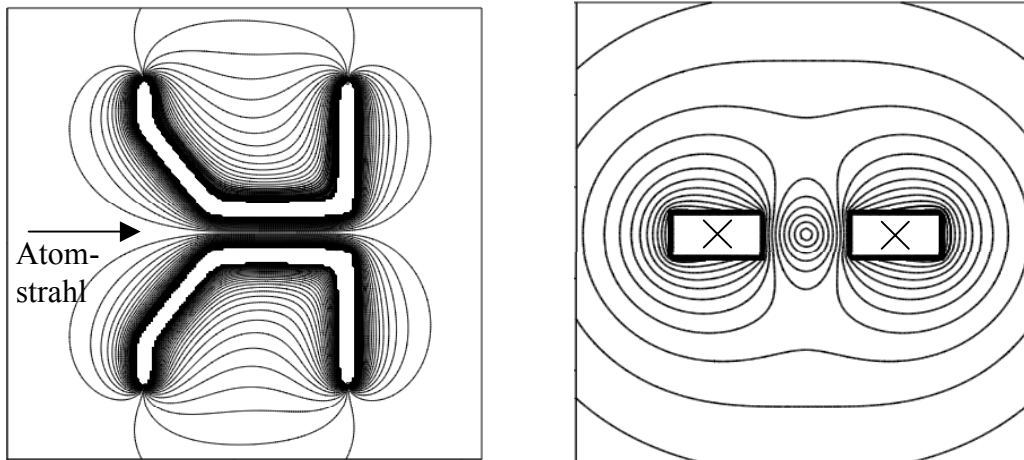
$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \cdot I}{4\pi} \cdot \frac{d\vec{s} \times \vec{r}}{r^3} = \frac{\mu_0 \cdot I}{4\pi} \cdot \frac{d\vec{s}}{r^3(t)} \times \vec{r}(t) dt.$$

In dieser Formel parametrisiert $\vec{s}(t)$ die durch die Drähte vorgegebene Raumkurve, und $r(t)$ bezeichnet den Abstand des jeweiligen Punktes der Raumkurve von dem Punkt, an dem das Magnetfeld berechnet werden soll.

Auf diese Weise können auch die Magnetfelder komplexer dreidimensionaler Leiterstrukturen untersucht werden. Als Beispiel zeigt Abbildung 3-6 links die Konturlinien des B-Feldes einer Anordnung, die wie Abbildung 3-3 aus zwei parallelen Leitern besteht. Für die Rechnung wurde jedoch die endliche Leiterlänge sowie gewinkelte Stromzuführungen und rechtwinklige Stromableitungen berücksichtigt. Abbildung 3-6 zeigt eine Aufsicht auf die Leiterstruktur und die Konturlinien in der Leiterebene; der Pfeil gibt die Richtung eines Atomstrahles an, der in die Leiterstruktur eingekoppelt wird.

Wird das B-Feld nicht entlang einer Raumkurve, sondern über eine Querschnittsfläche aufintegriert, so kann auch der Einfluß beliebiger Drahtquerschnittsformen ermittelt werden. Je nach Herstellungsverfahren (vgl. Kapitel 3.6.2) können die Drähte beispielsweise rechteckige

statt runde Querschnitte aufweisen. Die sich dadurch ergebenden Änderungen sind meist gering, lassen sich aber wie in Abbildung 3-6 rechts gezeigt numerisch berücksichtigen.



**Abbildung 3-6: Links: Konturlinien des B-Feldes in der Leiterebene einer komplexeren Anordnungen, die auch Stromzuführungen und Stromableitungen umfasst
Rechts: Leiterstruktur wie in Abbildung 3-3, aber mit rechteckigem Drahtquerschnitt**

Aus der Betrachtung des gesamten B-Feldes einer gegebenen Leiterstruktur ergibt sich direkt die energetische Tiefe des Einschlusses. Die Gradienten in der Umgebung des Minimums bestimmen die Kräfte, die auf ein Atom ausgeübt werden können, und sind damit entscheidend für die minimalen Krümmungsradien, die bei einem kurvenförmigen Verlauf der Leiter erzielt werden können. Die Krümmung des B-Feldes am Ort des Minimums ist mit den energetischen Abständen zwischen den verschiedenen quantisierten Energieniveaus der Leiterstruktur verknüpft. Für eine einfache Abschätzung kann das Minimum durch ein Parabelpotential angenähert werden und dieses Potential mit der bekannten Potentialform des harmonischen Oszillators verglichen werden, woraus sich direkt der Niveauabstand ergibt.

3.5 Leiterstruktur aus 8 antiparallelen Strömen

3.5.1 Theoretische Betrachtungen

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurden verschiedene Leitergeometrien experimentell realisiert. Da im folgenden insbesondere die experimentellen Ergebnisse beschrieben werden, die mit einer Anordnung aus acht antiparallelen Strömen erzielt wurden, wird zunächst eine solche Leiterstruktur theoretisch diskutiert.

Dabei wird konkret ein Abstand von $300\ \mu\text{m}$ zwischen benachbarten Drahtmitten, wie er auch bei der experimentellen Realisierung vorlag, und ein Strom von $5\ \text{A}$ durch jeden Leiter angenommen. Es wird mit unendlich langen Leitern gerechnet.

Der Kontur-Plot des B-Feldes, das von einer solchen Anordnung erzeugt wird, wurde bereits in Abbildung 3-5 gezeigt. Man erkennt oberhalb der Leiterebene drei Minima. Wird der Koordinatenursprung genau in die Mitte der Leiteranordnung gelegt, so befindet sich das zentrale Minimum bei $(0; 315,3\ \mu\text{m})$, und die beiden äußeren Minima liegen bei $(\pm 627,3\ \mu\text{m}; 291,6$

μm). Die horizontale Position der äußeren Minima entspricht damit ungefähr der intuitiven Erwartung: Wie aus Abbildung 3-5 ersichtlich, beträgt die Periodizität der Anordnung zwei Drahtdurchmesser, im vorliegenden Fall also $600\ \mu\text{m}$. Da jedoch nur eine endliche Drahtanzahl vorliegt, ist diese Periodizität nur ungefähr, und die äußeren Minima liegen $627,3\ \mu\text{m}$ anstatt $600\ \mu\text{m}$ vom Mittelpunkt entfernt. Aus demselben Grund ist auch die vertikale Position der äußeren Minima etwas unterschiedlich von der Position des zentralen Minimums (Höhe über der Drahtebene $291,6\ \mu\text{m}$ bzw. $315,3\ \mu\text{m}$).

Um die Tiefe des magnetischen Einschlusses zu bestimmen, werden nun ein vertikaler und ein horizontaler Schnitt durch das mittlere Minimum gelegt (Abbildung 3-7).

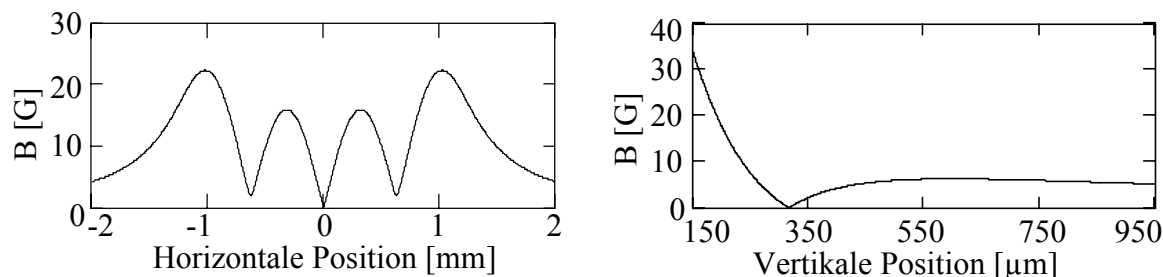


Abbildung 3-7: Horizontaler und vertikaler Schnitt durch das B-Feld eines 8-Draht-Leiters mit Drahtabstand $300\ \mu\text{m}$ und Strom $5\ \text{A}$

Wie aus dem horizontalen Schnitt ersichtlich ist, reicht das mittlere Minimum bis auf $0\ \text{G}$ herunter und ist durch $16\ \text{G}$ hohe Potentialbarrieren von den äußeren Minima getrennt. Der horizontale Potentialanstieg ist dabei weitgehend linear und beträgt ca. $750\ \text{G/cm}$.

Der vertikale Schnitt zeigt, daß nahe den Drahtoberflächen ein starkes B-Feld von mehr als $30\ \text{G}$ vorliegt, das mit zunehmendem Abstand von den Drähten nach oben hin schnell abfällt. Der Verlauf dieser Kurve ist qualitativ verständlich, wenn man zunächst einen einzelnen Draht betrachtet: das B-Feld eines einzelnen Drahtes fällt mit zunehmendem Abstand r vom Draht gemäß $1/r$ ab. Durch ein äußeres B-Feld (oder, wie im vorliegenden Fall, durch das B-Feld weiterer Drähte) kann diese mit $1/r$ abfallende Kurve zu negativen Werten hin verschoben werden. Da zur Berechnung der Potentiale nur der Betrag des B-Feldes betrachtet wird, ergibt sich insgesamt ein Verlauf wie in Abbildung 3-7 mit einem "Knick" an der Stelle des Nulldurchganges des B-Feldes.

Ein Vergleich des horizontalen Schnittes mit dem vertikalen zeigt, daß insgesamt der Einschluß der Atome nach oben hin am schwächsten ist ($6,3\ \text{G}$). Dies bedeutet, daß beim Auftreten eventueller Heizprozesse während des Führens der Atome hauptsächlich Atome nach oben hin die Leiterstruktur verlassen werden. Dieses Verhalten wurde, wie weiter unten beschrieben, auch experimentell beobachtet.

Für eine Bewertung der erzielten Potentialtiefe bietet es sich an, die Potentialbarrieren in andere Einheiten umzurechnen. Die potentielle Energie W von neutralen Atomen mit Landéfaktor g_J und Magnetquantenzahl m_J in einem Magnetfeld der Stärke B kann sowohl in eine transversale Temperatur T als auch in einen maximalen transversalen Impuls p , der noch geführt werden kann, umgerechnet werden:

$$W = \mu_B g_J m_J B = k_B T = \frac{p^2}{2m},$$

Im Falle des in diesem Experiment benutzten metastabilen Neons beträgt der g_J -Faktor des relevanten 3P_2 Zustandes $3/2$. Hiermit ergibt sich für $m_J = 2$ unter Benutzung der schwächsten

Potentialbarriere (6.3 G vertikal nach oben) eine Temperatur von 1.27 mK und ein maximaler transversaler Impuls von 32 Recoil-Impulsen (als Recoil-Impuls wird hierbei der Impuls verstanden, der auf ein Atom nach Absorption eines einzelnen Photons des Kühlüberganges bei 640.2 nm übertragen wird).

Bei dem in dieser Doktorarbeit verwendeten experimentellen Aufbau kann durch entsprechende Justage erreicht werden, daß der Atomstrahl eine transversale Impulsbreite von nur ca. 2 Recoil-Impulsen (HWHM) besitzt. Dies ist deutlich weniger als der oben ermittelte maximal noch geführte Impuls, so daß nach dieser Rechnung alle Atome in "low field seeking" Zuständen, d.h. mit geeigneter m_J -Quantenzahl, geführt werden könnten. Es muß jedoch ferner berücksichtigt werden, daß beim Einlaufen der Atome in die Leiterstruktur Anteile des longitudinalen Impulses in transversalen Impuls umgewandelt werden können, wie im Zusammenhang mit den experimentellen Resultaten noch diskutiert wird.

In der bisherigen Betrachtung ist noch kein externes Bias-Feld berücksichtigt worden. In der Mitte des Minimums verschwindet demzufolge das B-Feld, und es kann wie oben beschrieben zu Majorana-Verlusten kommen. Die Größe dieser Verluste läßt sich auf folgende Weise relativ einfach abschätzen [Metcalf99]:

Es werden für die Abschätzung nur Atome der Masse m betrachtet, deren transversale Bewegung in der Leiterstruktur entlang einer kreisförmigen Bahn verläuft. Das Magnetfeld besitze einen konstanten radialen Gradienten B'_r . Die Winkelgeschwindigkeit ω_A , mit der die Atome um die Achse der Leiterstruktur kreisen, läßt sich dann einfach berechnen durch Gleichsetzen der Zentrifugalkraft mit der Kraft, die vom Magnetfeldgradienten bewirkt wird. Dies ergibt

$$\omega_A = \sqrt{\frac{\mu \cdot B'_r}{m \cdot r}},$$

wobei μ das magnetische Moment der Atome und r den Radius der Bahn beschreibt. Die relative Änderungsrate des B-Feldes, die das Atom beim Umlauf auf der Kreisbahn erfährt, ist mit seiner Winkelgeschwindigkeit ω_A identisch. Aus der Bedingung, daß die Larmorfrequenz

$$\omega_L = \frac{\mu B}{\hbar} = \frac{\mu B'_r r}{\hbar}$$

größer sein soll als die relative Änderungsrate des Magnetfeldes ω_A , folgt direkt, daß der Bahnradius r größer sein muß als ein minimaler Wert:

$$r > 3 \sqrt{\frac{\hbar^2}{m \mu B'_r}} =: r_{\min}$$

Der Radius r_{\min} ist in Abbildung 3-8 als Funktion des radialen Magnetfeldgradienten aufgetragen. Für die Rechnung wurden die Neon-Werte $m = 20$ u und $\mu = 3 \mu_{\text{Bohr}}$ (d.h. $m_j = 2$) verwendet.

Man erkennt, daß dieser minimale Radius bei typischen radialen B-Feldgradienten weniger als 1 μm beträgt. Dies ist um mehr als zwei Größenordnungen kleiner als die Ausdehnung des Bereiches, in dem die Atome geführt werden können (vgl. Abbildung 3-7). Nur bei kalten Temperaturen (und damit verbunden hohen Dichten in der Leitermitte) ist also ein deutlicher Einfluß der Majorana-Verluste zu erwarten.

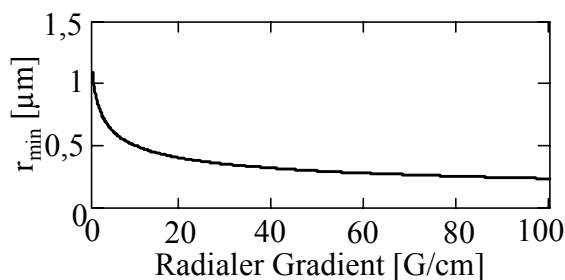


Abbildung 3-8: Radius, ab dem die Larmorfrequenz die relative Änderungsrate des B-Feldes übertrifft

Aus dem Radius der Kreisbahn läßt sich wiederum durch Gleichsetzen von Zentrifugalkraft und magnetischer Kraft die transversale Geschwindigkeit der Atome berechnen. Sie beträgt

$$v = \sqrt{\frac{r\mu B'_r}{m}}.$$

Für Atome, die sich auf der Bahn mit Radius r_{\min} bewegen, entspricht dies einer deBroglie-Wellenlänge von

$$\lambda_{\text{dB}} = \frac{h}{m \cdot \sqrt[3]{\frac{\hbar\mu B'_r}{m^2}}} = \sqrt[3]{\frac{2\pi\hbar^2}{\mu B'_r m}}.$$

Die deBroglie-Wellenlänge ist damit um den Faktor 2π größer als r_{\min} . Dies impliziert, daß Quanteneffekte zu erwarten sind und klassische Rechnungen nicht mehr ausreichen [Metcalf99]. Der Bahnradius, ab dem Majoranaverluste merklich werden, liegt also in der gleichen Größenordnung wie der Radius, ab dem quantenmechanisch gerechnet werden muß.

Majoranaverluste können durch die Verwendung eines zusätzlichen, parallel zum Leiter ausgerichteten externen B-Feldes, das an allen Punkten die B-Feldstärke anhebt, vermieden werden. Dies ist insbesondere beim Einsatz von Kühlverfahren zur Kühlung der transversalen Bewegung wichtig. Um die Größe des benötigten B-Feldes abzuschätzen, muß die Larmorfrequenz der Atome mit der relativen zeitlichen Änderungsrate des B-Feldes, die die Atome während ihrer Bewegung erfahren, verglichen werden. Die maximale Änderungsrate des B-Feldes läßt sich aus dem B-Feldgradienten und dem maximal noch geführten transversalen Impuls p abschätzen:

$$\frac{1}{B} \left| \frac{dB}{dt} \right| = \frac{1}{B} \left| \frac{dB}{dx} \cdot \frac{p}{m} \right|$$

Die Berechnung des B-Feldes ergibt ohne zusätzliches Bias-Feld einen maximalen Gradienten von ca. 8.1 T/m in der Umgebung des Minimums. Ein zusätzliches Bias-Feld verringert diese Gradienten, so daß für eine obere Abschätzung der Wert 8.1 T/m angenommen werden kann. Die absolute Änderungsrate des B-Feldes für Atome, die sich mit dem größten noch geführten transversalen Impuls (32 Recoil-Impulse) bewegen, beträgt daher maximal 8,5 T/s. Ferner kann als untere Schranke für den Betrag des gesamten B-Feldes an allen Orten der Betrag des

Bias-Feldes angenommen werden, da dieses senkrecht zu dem gesamten Drahtfeld steht. Damit die Adiabatzitätsbedingung

$$\omega_L \gg \frac{1}{B} \left| \frac{dB}{dt} \right|$$

erfüllt ist, muß das benutzte Bias-Feld im vorliegenden Fall also größer als $5.7 \mu\text{T}$ sein.

Um die prinzipiellen Auswirkung eines Bias-Feldes B_{Bias} auf die Potentialform in der Nähe des Minimums zu demonstrieren, sind in Abbildung 3-9 ein horizontaler bzw. vertikaler Magnetfeldschnitt durch das zentrale Minimum für die Fälle $B_{\text{Bias}} = 0$ (gestrichelte Linie) und $B_{\text{Bias}} = 1 \text{ G}$ (durchgezogene Linie) gezeigt.

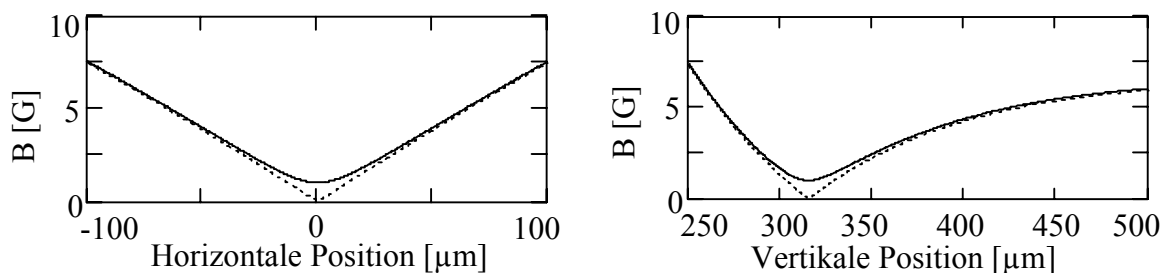


Abbildung 3-9: Schnitt durch das zentrale Minimum des 8-Draht-Leiters ohne Biasfeld (gestrichelt) bzw. mit 1 G Biasfeld (durchgezogen)

Man erkennt, daß in der Nähe des Minimums die B-Feldstärke angehoben wird, und daß sie im Zentrum des Minimums, wo ohne Bias-Feld das B-Feld verschwindet, gleich der Feldstärke des Biasfeldes ist. Ab einem Abstand von mehr als ca. $50 \mu\text{m}$ vom Zentrum entfernt wird das Feld nur noch vernachlässigbar beeinflusst. Insbesondere wird es nicht überall um den Betrag des Biasfeldes von 1 G angehoben, da das Biasfeld senkrecht zum Drahtfeld steht und somit in Quadratur hinzuaddiert wird.

Der gekrümmte Verlauf des Feldes in der Umgebung des Minimums legt es nahe, dort einen parabelförmigen Verlauf anzufitten und das sich daraus ergebende Potential mit dem Potential eines harmonischen Oszillators,

$$U_{\text{ho}} = \frac{1}{2} m \omega^2 x^2,$$

zu vergleichen. Der Vergleich liefert dann direkt eine Näherung des energetischen Abstandes der quantisierten Energieniveaus im atomaren Leiter.

Im vorliegenden Beispiel liefert ein numerischer Fit an den horizontalen Potentialschnitt die Funktion

$$B_{\text{fit}}(x) = 1\text{G} + 3,00379 \cdot 10^{-3} \frac{\text{G}}{\mu\text{m}^2} \cdot x^2 + O(4).$$

Terme erster und dritter Ordnung in x verschwinden. Ein Fit an einen vertikalen B-Feldschnitt ergibt einen quadratischen Term ungefähr dergleichen Größe ($2,99 \cdot 10^{-3} \text{ G}/\mu\text{m}^2$), was bedeutet, daß die Kontur-Linien des Feldes in der Nähe des Minimums kreisförmig sind.

Mit diesem Wert ergibt sich für Atome mit der Magnetquantenzahl $m_j = 2$ ein Niveauabstand von $\hbar \cdot 22.9 \text{ kHz}$. Mittels Division durch die Boltzmannkonstante läßt sich hieraus eine Temperatur von $0.17 \mu\text{K}$ berechnen. Diese Temperatur ist deutlich kleiner als die Recoil-Temperatur von Neon, welche $1.2 \mu\text{K}$ beträgt und welche die kinetische Energie eines Atoms angibt, das sich mit dem Impuls eines einzelnen Photonenrückstoßes bewegt. Dies bedeutet, daß i.a. sehr viele Energieniveaus in dieser atomaren Leiterstruktur bei den gegebenen Parametern gleichzeitig besetzt sein werden.

Wie in Kapitel 3.6 beschrieben wird, kann insbesondere mit miniaturisierten Leiterstrukturen ein deutlich stärkerer Einschluß erzielt werden, so daß der energetische Abstand der untersten Niveaus größer ist als die Recoil-Energie. Dies ist vor allem zur Entwicklung von Verfahren interessant, bei denen durch Laserkühlung selektiv der Grundzustand des Leiters besetzt werden soll. Die in diesem Kapitel beschriebene Leiterstruktur sollte jedoch primär zum Führen eines Atomstrahles benutzt werden. Hierfür ist neben der Stärke des Einschlusses auch die Querschnittsfläche des Bereiches wichtig, in dem der Atomstrahl von der Leiterstruktur eingefangen werden kann. Dies motiviert die Verwendung des bei den obigen Rechnungen benutzten Drahtdurchmessers von $300 \mu\text{m}$ für die im folgenden beschriebenen Experimente.

3.5.2 Experimentelle Realisierung

Gerader Leiter

Zur experimentellen Untersuchung wurden verschiedene, gerade und kurvenförmige Leiterstrukturen aus acht parallelen Drähten mit der in Abbildung 3-5 dargestellten Anordnung realisiert. Der Abstand zwischen den Mitten zweier benachbarter Drähte betrug in allen Fällen $300 \mu\text{m}$. Alle Leiterstrukturen waren 30 cm lang und wurden zwischen der 2D-MOT und dem MCP-Detektor (vgl. Abbildung 2-50) eingebaut, so daß die Experimente mit dem abgebremsten, 28 m/s schnellen Strahl durchgeführt wurden. Der Abstand zwischen dem Leiterausgang und dem MCP-Detektor betrug 1.5 cm .

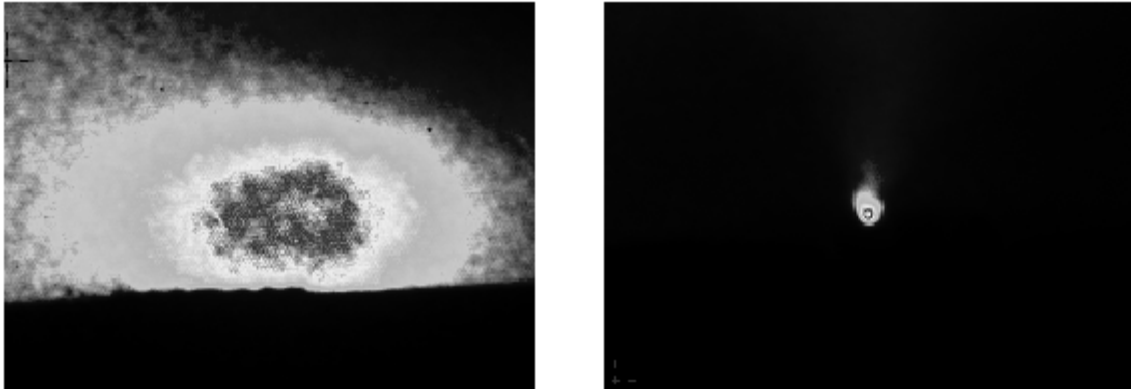
Um eine Kühlung der Drähte zu ermöglichen, wurden die Drähte auf einer Aluminiumschiene verlegt, welche ihrerseits durch Aluminiumstreifen flexibel mit dem Kammerboden verbunden war.

Zur Einkopplung des Atomstrahles war es wichtig, die Leiterstruktur möglichst parallel zum Atomstrahl ausrichten zu können. Eine grobe Vorjustage konnte bei geöffneter Kammer mit Hilfe eines HeNe-Justierlasers vorgenommen werden, dessen Strahlage ungefähr mit der Atomstrahlage übereinstimmte. Um während eines Experimentes eine Feinjustage vornehmen zu können, waren die Leiterstrukturen auf einem $xyz\theta\phi$ Tisch in der Vakuumkammer montiert, der mit Hilfe von Newfocus Picomotoren verschoben und verkippt werden konnte.

Um die prinzipiellen Eigenschaften dieser Leitergeometrie zu untersuchen, wurde zunächst mit einem 30 cm langen, geraden Leiter experimentiert.

Das erfolgreiche Führen von Atomen mit einer solchen Anordnung läßt sich auf den MCP-Bildern sehr deutlich erkennen. Abbildung 3-10 zeigt hierfür einen Vergleich eines ungeführten Strahles (links) mit einem geführten Strahl (rechtes Bild). Der dunkle untere Teil im linken Bild wird dadurch bewirkt, daß die Aluschiene, die die Leiterstruktur trägt, einen Teil

des Atomstrahles abschattet. Für das rechte Bild wurde die Schiene weiter nach oben bis zur Strahlmitte verfahren und ein Strom von 1 A eingeschaltet.



**Abbildung 3-10: MCP-Aufnahme des ungeführten Strahles (links)
bzw. des geführten Strahles bei $I = 1 \text{ A}$ (rechts)**

Man erkennt, daß der geführte Strahl auf der MCP wesentlich kleiner erscheint als der ungeführte. Ursache hierfür ist, daß die Atome ohne das Führungspotential ab dem Ausgang der 2D-MOT eine freie Bewegung ausführen und der Strahl während der Flugstrecke bis zum MCP-Detektor divergieren kann. Bei angeschaltetem Strom hingegen werden die Atome bis zum Ende der Leiterstruktur, welches nur 1.5 cm vom MCP-Detektor entfernt ist, im Bereich des Potentialminimums geführt, so daß das Strahlprofil viel kleiner erscheint.

Um zu belegen, daß es sich bei dem kleinen Strahlprofil wirklich um geführte Atome und nicht um ein einfaches Fokussieren des Strahles mittels magnetischer Linsen handelt, konnte der Strahl an verschiedenen Stellen mit Blenden in der vertikalen Ausdehnung eingeengt werden. Die Blenden waren dabei auf Inchworm-Motoren montiert und konnten so während eines Experimentes verfahren werden. Die horizontale Ausdehnung des Strahles wurde mit Hilfe eines Quenclasers bestimmt, der von oben eingestrahlt und auf die Leiteroberfläche fokussiert wurde.

Auf diese Weise konnte verifiziert werden, daß die Atome längs der gesamten Leiterstruktur auf den Bereich desjenigen Magnetfeldminimums, für das die Einkopplung optimal justiert worden war, beschränkt blieben und daß somit ein wirkliches Führen der Atome vorlag.

Abbildung 3-11 zeigt eine Vergrößerung des geführten Strahles. Das linke Bild enthält zusätzlich einen horizontalen und vertikalen Schnitt durch das Strahlmaximum. Im rechten Bild wurde die Grauskalierung so gewählt, daß das Strahlzentrum übersteuert erscheint und dafür die Intensitätsverteilung oberhalb des Strahles deutlicher sichtbar wird. Man sieht hieran deutlich, daß Atome, die zu heiß sind, um geführt zu werden, die Leiterstruktur nach oben verlassen. Dies entspricht der Erwartung, die sich bereits bei der theoretischen Betrachtung dieser Leitergeometrie ergab.

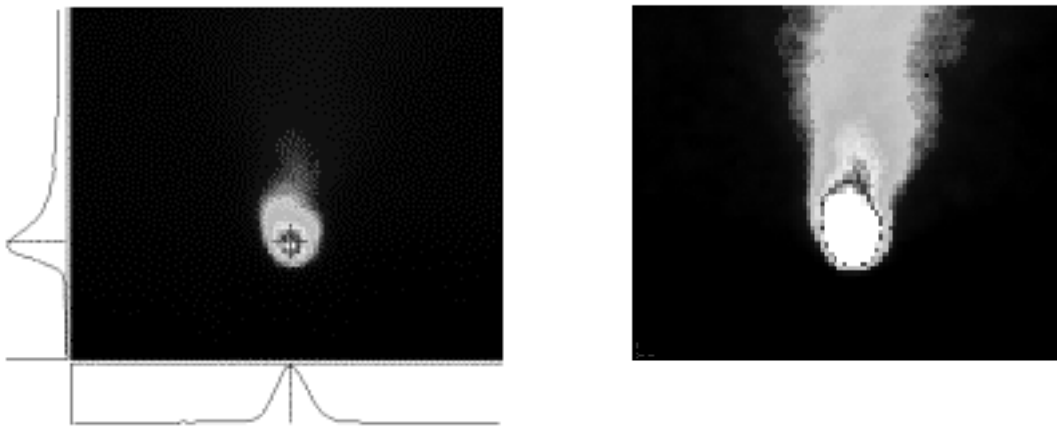


Abbildung 3-11: 8-Draht-Leiter bei 1 A. Beide Bilder zeigen den geführten Strahl, links mit Schnitten durch das Maximum, rechts bei geänderter Grauskalierung

Für ein erfolgreiches Führen der Atome war die genaue Ausrichtung der Leiterstruktur relativ zum Atomstrahl entscheidend. Durch geeignete Justage konnte der Strahl in jeweils eines der drei Potentialminima eingekoppelt werden, und auf dem MCP-Detektor waren alle drei Minima räumlich getrennt auflösbar.

Um dies zu demonstrieren, wurde der Atomstrahl zunächst in das linke Minimum eingekoppelt und die transversale Position sowie die Winkelposition optimiert. Anschließend wurde die Leiterstruktur in der horizontalen Ebene schrittweise gedreht. Zur Auswertung wurde jeweils ein horizontaler Schnitt durch das Strahlmaximum gelegt. Die Überlagerung aller dieser Schnitte ist in Abbildung 3-12 links zu sehen.

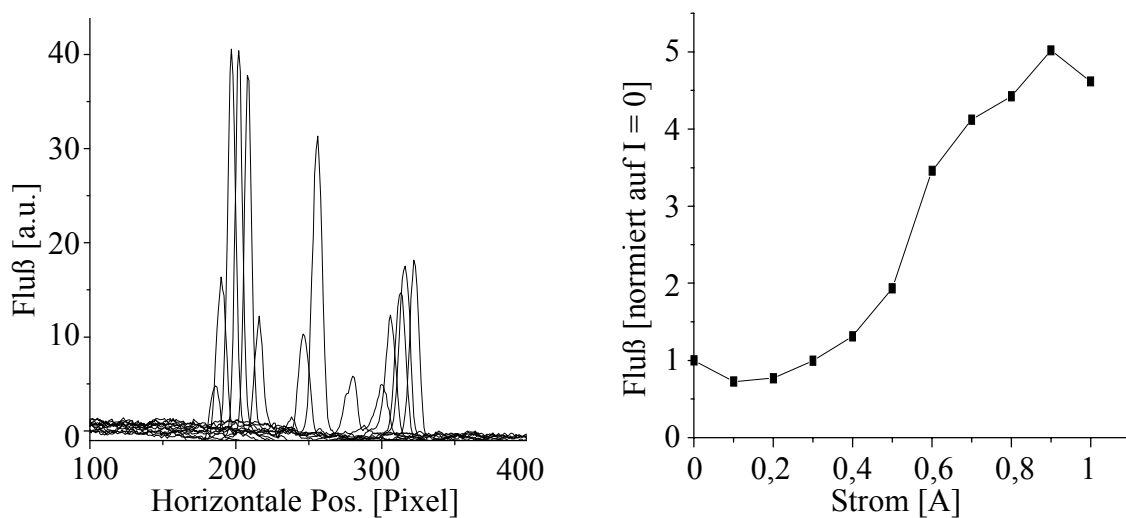


Abbildung 3-12: Abhängigkeit des geführten Flusses von der Justage (links) bzw. vom Strom durch die Leiter (rechts)

Da die Drehachse ca. 10 cm hinter dem Ausgang der 2D-MOT lag, führte die Drehbewegung dazu, daß das ursprüngliche Potentialminimum am Leitereingang seitlich aus dem Atomstrahl herausbewegt wurde und die Anzahl der geführten Atome entsprechend abnahm. Bei weiterer Drehung wurde dann die Öffnung des zweiten Potentialminimums mit dem Atomstrahl

überlagert, so daß die Atome nun im zweiten Minimum geführt wurden. Da aufgrund der Drehung der Leiter nicht mehr exakt parallel zum Atomstrahl war, war die Effizienz des Führens geringer. Auf die gleiche Weise konnten Atome schließlich auch im dritten Minimum geführt werden

Die Anzahl der geführten Atome ist nach Optimierung der Justage noch von dem verwendeten Strom abhängig. Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 3-12 rechts gezeigt. Der Fluß wurde hierfür durch Aufintegration der MCP-Zählraten über ein kleines Gebiet, das bei 1 A den geführten Strahl abdeckte, ermittelt. Die Zählraten wurden anschließend durch die Zählrate bei 0 A dividiert, so daß der Graph die durch die Leiterstruktur bewirkte Flußüberhöhung in dem betrachteten Gebiet angibt.

Nach Anschalten des Stromes kommt es zunächst zu einer kleinen Abnahme der Zählrate gegenüber dem Wert von $I = 0$, da nur solche Atome geführt werden, die in einem "low-field seeking" Zustand sind, d.h. deren Spin sich relativ zum B-Feld so einstellt, daß sie in Bereiche kleinerer Feldstärken hineingezogen werden. Bei umgekehrter Spineinstellung hingegen werden die Atome in die Gebiete hoher Feldstärken, d.h. z.B. zu den Drahtoberflächen hin, bewegt. Beim Auftreffen auf die Drahtoberflächen werden sie gequenchet und daher mit dem MCP-Detektor nicht mehr nachgewiesen. Dies führt zur anfänglichen Abnahme der Zählraten. Mit weiter zunehmendem Strom nimmt die Tiefe des Führungspotentials zu, und dementsprechend steigt die Zählrate in dem betrachteten Gebiet steil an. Bei höheren Stromstärken flacht dieser Anstieg deutlich ab.

Zu diesem Abflachen können verschiedene Effekte beitragen:

Zunächst ist zu erwarten, daß der Anstieg der Führungseffizienz abflacht, wenn das Potential tief genug ist, um die gesamte anfängliche transversale Impulsbreite des Strahles aufzunehmen. Bei der theoretischen Betrachtung des 8-Draht-Leiters wurde unter Annahme einer Stromstärke von 5 A eine Potentialtiefe von $32^2 E_{\text{recoil}}$ ermittelt. E_{recoil} ist dabei die kinetische Energie, die ein Atom besitzt, welches sich mit einem Recoilimpuls (p_{recoil}) bewegt. Da die B-Felder aller Drähte proportional zum Strom sind, beträgt diese Potentialtiefe bei 1 A $204.8 E_{\text{recoil}}$, entsprechend einem Impuls von $14.3 p_{\text{recoil}}$. Dies ist größer als die in diesen Experimenten benutzte transversale Impulsbreite des freien Atomstrahles, welche von der jeweiligen Justierung der 2D-MOT abhängig war, aber i.a. $6 p_{\text{recoil}}$ betrug. Um den Impuls von $6 p_{\text{recoil}}$ aufzunehmen, wäre bereits das Potential, welches von einer Stromstärke von nur 175 mA erzeugt wird, tief genug (Die doppelte Stromstärke ist für Atome nötig, die nicht mit $m_j = 2$, sondern mit $m_j = 1$ geführt werden). Dies gilt aber nur für Atome, die im tiefsten Punkt des Potentials einlaufen. Aufgrund der relativ zur Potentialtiefe hohen longitudinalen Impulse der Atome kann jedoch davon ausgegangen werden, daß der Atomstrahl die gesamte räumliche Öffnung, die das Gebiet des Potentialminimums darstellt, annähernd gleichmäßig ausfüllt (nicht-adiabatisches Einlaufen). Nach dem Einlaufen in die Leiterstruktur befinden sich demzufolge auch viele Atome in Gebieten mit hoher potentieller Energie. Auf diese Weise kann longitudinale kinetische Energie in potentielle Energie und danach in transversale Schwingungsenergie umgewandelt werden, und zwar um so stärker, je tiefer das Potential ist. Dies erklärt, warum der Anstieg des Flusses sich zu viel höheren Strömen hin erstreckt als nach der transversalen Impusverteilung des Ausgangsstrahles erwartet.

Schließlich kann bei dem verwendeten Leiter nicht ausgeschlossen werden, daß auch eine Verschlechterung des Vakuums bei höheren Strömen (hervorgerufen durch ohmsches Heizen der Drähte) zu einem Teil der beobachteten Abflachung beigetragen hat.

Der maximale Anteil der geführten Atome beträgt je nach Justage und Strom ca. 2 %, bezogen auf den gesamten Atomstrahl hinter der 2D-MOT. Ursache hierfür sind neben den

Schwierigkeiten bei der Einkopplung auch die anfängliche Besetzung der m_J -Zustände, die als ungefähr gleichverteilt angenommen werden kann. Es ist zu erwarten, daß sich durch eine geschickte Drahtanordnung, welche das Quadrupolfeld der 2D-MOT kontinuierlich in das Feld der Leiter transformiert, durch eine Kühlzone hinter dem Leiteranfang sowie eine Polarisationszone die Effizienz weiter steigern ließe.

Während sich Permanentmagnete, wie sie bei dem bestehenden experimentellen Aufbau z.B. in der 2D-MOT benutzt werden, vor allem durch hohe Feldstärken auszeichnen, sind stromdurchflossene Leiter u.a. deshalb interessant, weil sie ein dynamisches Schalten oder Verändern der Magnetfelder erlauben.

Als Beispiel hierfür wurden der dritte und vierte Draht (von rechts gezählt) getrennt von den übrigen Drähten angesteuert. Werden diese beiden Drähte mit einem Strom von 50 mA und die übrigen Drähte mit 300 mA (bei jeweils alternierender Stromrichtung) durchflossen, so entsteht über dem dritten und vierten Draht ein relativ großes Minimum, wie der Konturplot in Abbildung 3-14 links ergibt. Abbildung 3-13 zeigt Atome, die in diesem Minimum geführt werden. Wird der Strom durch den dritten und vierten Leiter hingegen auf 150 mA erhöht, so teilt sich der Strahl in zwei ungefähr gleichstarke Teilstrahlen auf (rechte Teilbilder). Auf diese Weise läßt sich ein Beamsplitter realisieren, der zeitlich geschaltet werden kann. Dies demonstriert die Flexibilität atomoptischer Elemente, die auf stromdurchflossenen Leitern basieren.



Abbildung 3-13: Demonstration eines schaltbaren Beamsplitters durch Ansteuerung des 8-Draht-Leiters wie im Text beschrieben.

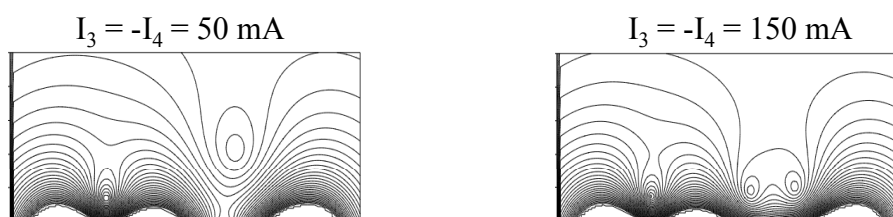


Abbildung 3-14: Konturplots der Magnetfelder von Abbildung 3-13

Gekrümmte Leiter

Neben dem dynamischen Schalten von Leiterbahnen ist auch die Realisierung nahezu beliebiger Leiterwege ein Vorteil bei der Verwendung stromdurchflossener Drähte. Um die beim Föhren von Atomen durch Kurven auftretenden Effekte zu untersuchen, wurden zusätzlich zu dem geraden Leiter, mit dem die bisher beschriebenen Messungen durchgeführt worden waren, auch zwei Versionen mit einem s-kurvenförmigen Verlauf realisiert.

Der erste dieser Leiter bestand aus einem 10 cm langen geraden Leiterweg, gefolgt von einer s-Kurve mit konstantem Krümmungsradius von 90 cm und einem anschließenden 6.59 cm langen geraden Stück. Die zweite Version bestand ebenfalls aus einem 10 cm langen geraden Anfangsstück, gefolgt von einer s-Kurve mit einem konstanten Krümmungsradius von 45 cm und einem 10.5 cm langen geraden Stück. Der Verlauf dieser Wege ist schematisch in Abbildung 3-15 links dargestellt. In beiden Fällen wurde durch die s-Kurve ein Parallelversatz des auslaufenden Atomstrahles um 5 mm gegenüber dem einlaufenden Strahl bewirkt. Experimentell wurde dieser Wegverlauf realisiert, indem die Drähte in einer Nut verlegt wurden, die von einer CNC-Fräse in die Aluschiene gefräst worden war.

Drei Meßbilder, die mit der ersten gekrümmten Version (Krümmungsradius 90 cm) aufgenommen wurden, sind in Abbildung 3-15 rechts zusammengestellt.

Im oberen Bild ist der Strahl zu sehen, wie er ohne jegliches Führungspotential, d.h. bei $I = 0$, auf dem Detektor erscheint. Wird ein Strom von 0.5 A eingestellt, so können die Atome im geraden Anfangsstück des Leiters geführt werden. Das Potential ist jedoch nicht steil genug, um die Atome durch die s-Kurve zu führen, so daß sie am Kurvenbeginn die Leiterstruktur verlassen und frei bis zum Detektor fliegen. Da die Atome bis zur s-Kurve geführt werden, ist die freie Flugstrecke kürzer als im Falle $I = 0$, so daß der Strahl auch weniger divergiert und auf dem Detektor kleiner als im stromlosen Fall erscheint. Bei einem Strom von 3 A schließlich ist das Potential steil genug, um einen großen Teil der Atome durch die s-Kurve bis zum Ausgang zu führen. Der Strahl erscheint deshalb noch kleiner und vor allem um 5 mm nach rechts versetzt.

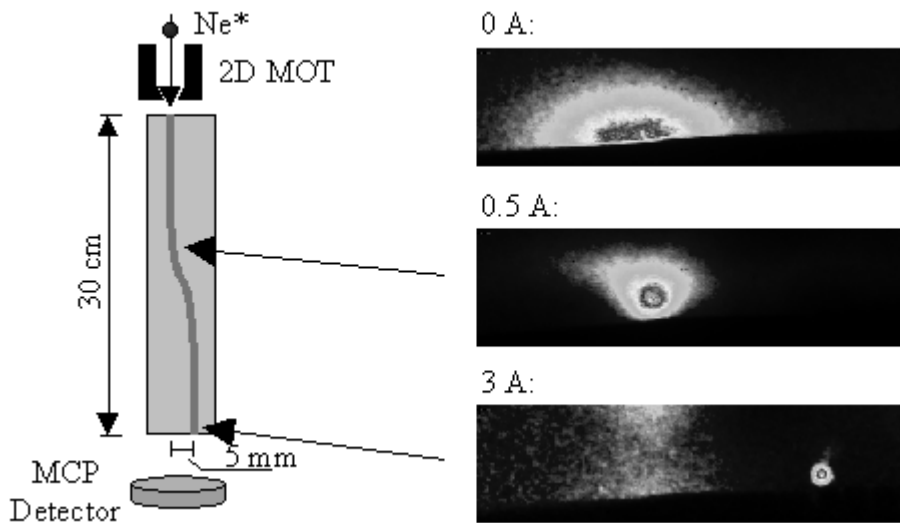


Abbildung 3-15: Schematischer Meßaufbau (links) und drei exemplarische MCP-Bilder (rechts): ohne Führungspotential (0 A), Führung bis zur Kurve in einem schwachen Potential (0,5 A) und Führung bis zum Leiterende (3 A)

Um eine grobe Abschätzung für die Stromstärke zu erhalten, die zum Führen der Atome um die s-Kurve benötigt wird, kann die aufgrund des Magnetfeldgradienten auf die Atome ausgeübte Kraft mit der Fliehkraft gleichgesetzt werden:

$$\mu_{B,g} m_J \nabla B = \frac{mv^2}{R}$$

Für die vorliegenden experimentellen Parameter ergibt sich damit ein benötigter Gradient von 2 T/m (Krümmungsradius $R = 90$ cm, $m_j = 1$) bzw. 4 T/m ($R = 45$ cm, $m_j = 1$), was einem Strom von 1,3 A ($R = 90$, $m_j = 1$) bzw. 2,6 A ($R = 45$ cm, $m_j = 1$) entspricht.

In der Tat lassen die jeweiligen Meßkurven in Abbildung 3-16, bei denen der geführte Fluß in Abhängigkeit des Stromes dargestellt ist, bei den so abgeschätzten Strömen den Beginn eines deutlichen Flußanstieges erkennen. Der bei kleineren Strömen festgestellte Fluß beruht lediglich auf einem überall vorhandenen Strahluntergrund. Interessant ist, daß der Anstieg der Kurven konsistent ist mit der Annahme, daß alle Atome die Magnetquantenzahl $m_j = 1$ besitzen. Atome mit $m_j = 2$ hätten bereits bei der halben Stromstärke einen Anstieg hervorrufen müssen. Die Ursache für das selektive Vorliegen von $m_j = 1$ konnte nicht definitiv geklärt werden, ist aber sicherlich auch mit der Dynamik der Atome in der 2D-MOT und dem Übergang zwischen MOT-Magnetfeld und Leitermagnetfeld verbunden.

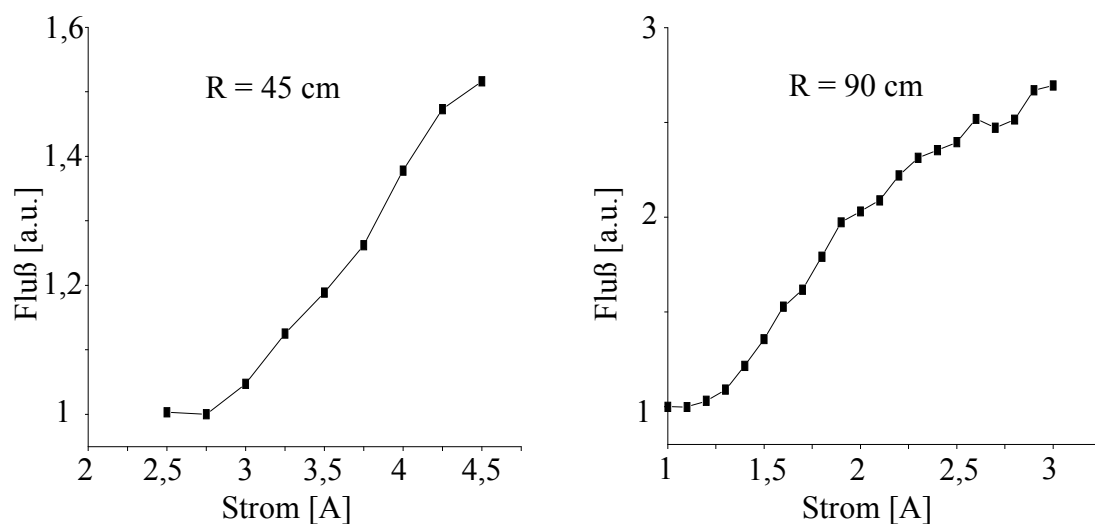


Abbildung 3-16: Durch die s-Kurve geführter Fluß in Abhängigkeit vom elektrischen Strom. Links: Kurvenradius 45 cm. Rechts: Kurvenradius 90 cm.

Die Tatsache, daß bei den berechneten Stromwerten ein nur allmählicher stetiger und nicht etwa ein sprunghafter Anstieg des Flusses vorliegt, kann mit der gleichen Betrachtung erklärt werden, wie sie bereits bei der Effizienz des geraden Leiters angestellt wurde: Atome besitzen nach dem nicht-adiabatischen Einlauf einen nicht zu vernachlässigenden Anteil an potentieller Energie, wenn sie nicht genau am Ort des Potentialminimums in den Leiter eintreten.

Dieses Verhalten kann durch eine dreidimensionale klassische Trajektorienrechnung wie in Abbildung 3-17 veranschaulicht werden. Die Trajektorien wurden mit einem Runge-Kutta-Verfahren vierter Ordnung berechnet. Für diese Rechnung laufen Atome von links kommend in ein Potential ein, durch das sie entlang einer Linkskurve (dicker gestrichelter Pfeil) geführt werden. Es wird angenommen, daß die Atome den Leiterquerschnitt zunächst gleichmäßig besetzen, so daß sich am Anfang auch Atome in Gebieten mit hoher potentieller Energie befinden. Diese Atome würden im geraden Leiter transversale Schwingungen ausführen, doch ist diese Schwingung aufgrund der Kurvenform und bei den gewählten Parametern (Geschwindigkeit 27 m/s, konstanter seitlicher Gradient 2 T/m, Magnetquantenzahl $m_j = 1$, anfänglicher Abstand zwischen zwei benachbarten Trajektorien 15 μm und Krümmungsradius 90 cm) hier nicht sichtbar.

Der Magnetfeldgradient ist für diese Beispielrechnung so gewählt, daß Atome mit der betrachteten Geschwindigkeit eine Kraft erfahren, die genau der Fliehkraft in der Kurve entspricht. Beim Eintritt in die Kurve werden jedoch Atome, die sich anfänglich links vom Potentialminimum (im Bild oberhalb des Pfeiles) befinden, nicht um die Kurve geführt, sondern verlassen den Leiter in der eingezeichneten Weise. Dies demonstriert den Einfluß der anfänglichen potentiellen Energie auf die Führungseffizienz.

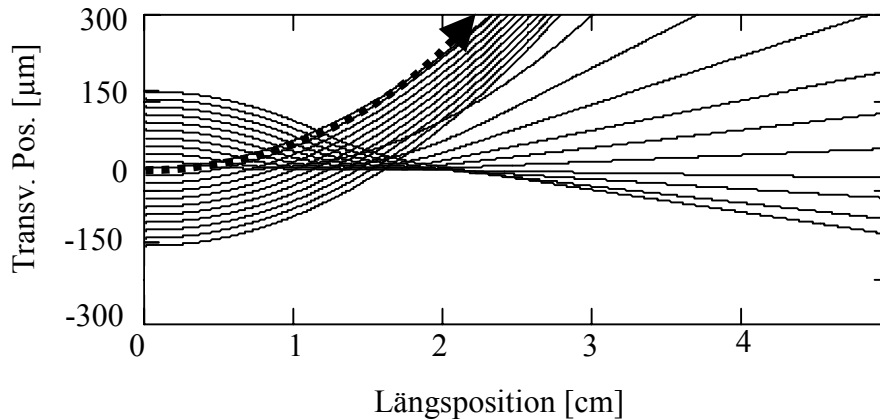


Abbildung 3-17: klassische Trajektorienrechnung zum Verhalten der Atome beim Eintritt in die Kurve

Im Rahmen dieser Arbeit konnte somit das Führen von Atomen durch Kurven untersucht werden, welches ein zentrales Element magnetischer Leiterstrukturen darstellt. Über die hier erzielte Ergebnisse sowie über den im folgenden beschriebenen Übergang von mesoskopischen zu mikroskopischen Leiterstrukturen befindet sich eine entsprechende Veröffentlichung [Engels00b] in Vorbereitung.

3.6 Miniaturisierte Leiterstrukturen

3.6.1 Einleitung

Wie im vorherigen Kapitel demonstriert worden ist, können Leiterstrukturen, die aus stromdurchflossenen Drähten bestehen, dazu eingesetzt werden, um den gebremsten Atomstrahl durch Kurven zu führen. Die im Experiment benutzten Kurvenradien betragen dabei minimal 45 cm bei Stromstärken bis zu 5 A. Ein weiterer Anstieg der Führungseffizienz bei noch höheren Strömen ist zu erwarten, jedoch konnten höhere Ströme aufgrund der starken Aufheizung der Drähte und der damit verbundenen Verschlechterung des Vakuums nicht eingesetzt werden.

Eine andere Möglichkeit, um zu einem steileren Potential und damit zu kleineren Krümmungsradien zu gelangen, liegt in einer Miniaturisierung der Leiterstrukturen:

Wird z.B. eine Anordnung von Drähten mit Strom I und Abstand s betrachtet, so verhalten sich die Magnetfeldgradienten proportional zu I/s^2 und die Krümmungen proportional zu I/s^3 [Weinstein95]. Demnach ist vor allem die Realisierung kleiner Abstände s erstrebenswert, wie sie z.B. durch lithographische Methoden ermöglicht wird.

Steile Potentiale sind nicht nur zur Erzielung kleinerer Krümmungsradien interessant, sondern ermöglichen auch eine Reihe neuer Experimente. Insbesondere steigt mit zunehmender Krümmung der energetische Abstand zwischen zwei benachbarten Energieniveaus im Leiter an, was es in Zukunft ermöglichen könnte, selektiv eine einzelne Mode zu bevölkern bzw. durch die Einstrahlung von RF-Strahlung höhere Moden gezielt zu entvölkern. Dies wäre ein bedeutender Fortschritt für die Entwicklung kohärenter Strahlteiler, wie sie z.B. für Atominterferometer benötigt würden. Schließlich ist es sogar denkbar, die Leiterstrukturen so weit zu verkleinern, bis nur noch eine einzige Mode existiert, so daß zwangsläufig nur eine einzelne Mode besetzt wird.

Um die konkreten Auswirkungen der Miniaturisierung zu verdeutlichen, wird im folgenden das einfache Beispiel einer Leitergeometrie betrachtet, die aus zwei parallelen Strömen wie in Abbildung 3-3 dargestellt besteht. Diese Anordnung erzeugt in der Mitte zwischen den beiden Drähten ein magnetisches Minimum und zeichnet sich durch einen besonders starken Ein- schluß aus.

Wird dieser Leiter z.B. mit 300 μm dicken Drähten realisiert, so beträgt ein realisierbarer Drahtabstand (zwischen den Drahtmitten) 600 μm , so daß zwischen den Drahtoberflächen ein Abstand von 300 μm besteht, in dem die Atome geführt werden können. Bei einem Strom von 5 A ergibt sich eine Potentialhöhe von ca. 33 G in vertikaler Richtung und 44 G in horizontaler Richtung (begrenzt durch die Drahtoberflächen). Die Gradienten in der Nähe des Minimums betragen 22.2 T/m. Ohne zusätzliches Bias-Feld zeigt das B-Feld in der Nähe des Minimums einen linearen Verlauf. Wird der Gradient dieses Feldes mit B'_G und ein zusätzliches, parallel zu den Drähten ausgerichtetes Biasfeld mit B_B bezeichnet, so beträgt das resultierende Magnetfeld B_{ges}

$$B_{\text{ges}} = \sqrt{B'_G{}^2 x^2 + B_B{}^2}.$$

Daraus folgt für die Krümmung des B-Feldes am Ort des Minimums ($x = 0$) direkt

$$\left. \frac{d^2 B}{dx^2} \right|_{x=0} = \frac{B'_G{}^2}{B_B}.$$

Ein Vergleich des daraus resultierenden Potentials mit der allgemeinen Form des Potentials eines harmonischen Oszillators liefert als Vibrationsfrequenz den Ausdruck

$$\omega = \sqrt{\frac{\mu_B g_J m_J}{m B_B}} \cdot B'_G.$$

Konkret ergibt sich für den vorliegenden Fall unter der Annahme von $m_J = 2$ und $B_B = 1$ G der Niveauabstand $\hbar\omega = \hbar \cdot 2\pi \cdot 10.3$ kHz, was einer Temperatur von $\hbar\omega/k_B = 0.49$ μK entspricht. Dies ist deutlich kleiner als die Recoil-Temperatur von Ne^* (1.2 μK).

Durch den Einsatz moderner lithographischer Verfahren ist es möglich, den Abstand zwischen zwei elektrischen Leitern im Extremfall bis auf wenige 100 nm genau zu kontrollieren, und sie erlauben bei geeigneter Wahl der Substrate wesentlich höhere Stromdichten als Drähte, die auf einer Oberfläche aufliegen. Wie weiter unten experimentell demonstriert wird, ist es beispielsweise möglich, durch den Einsatz solcher Technologien den Drahtquerschnitt

auf 100 μm und den Drahtabstand auf 200 μm zu verringern und weiterhin wie im vorigen Beispiel eine Stromstärke von 5 A zu verwenden.

Damit liegen die B-Feldstärken bei bis zu ca. 100 G, die Gradienten bei 200 T/m und die Vibrationsfrequenz in harmonischer Näherung bei ungefähr $2\pi \cdot 92$ kHz, entsprechend einer Temperatur von 4,4 μK . Diese Temperatur ist höher als die Recoil-Temperatur und deutet an, daß damit ein anderes Regime für die Laserkühlung, das sogenannte Lamb-Dicke Regime, vorliegt. Anschaulich zeichnet sich dieser Bereich dadurch aus, daß der Photonenrückstoß, den ein Atom nach Absorption oder Emission eines Photons erfährt, nicht mehr ausreicht, um das Atom in den nächsthöheren Leiterzustand zu befördern. Der Rückstoß muß daher von der gesamten Leiterstruktur aufgenommen werden.

Durch weitere Verringerung des Abstandes zwischen den beiden Drähten ließe sich noch weiter in dieses Regime vorstoßen. Allerdings wird dann auch das Laden einer solchen Leiterstruktur mit Atomen deutlich schwieriger und erfordert zusätzliche Kühlmechanismen. Da im Rahmen der vorliegenden Arbeit die grundlegenden Eigenschaften der Leiterstrukturen im Vordergrund standen, wurde als minimale Strukturgröße für die durchgeführten Experimente ein Drahtquerschnitt von 100 μm bei einem Abstand von 200 μm gewählt.

3.6.2 Experimentelle Realisierung: "Selective Electroplating"

Der Einsatz lithographischer Techniken wird für die zukünftige Entwicklung atomarer Leiterstrukturen eine bedeutende Rolle spielen. Dementsprechend wurden im Rahmen dieser Doktorarbeit neben den bisher vorgestellten, auf Drähten basierenden Leitern auch solche Strukturen untersucht, bei denen in einem kombinierten Lithographie- / Ätzverfahren die elektrischen Leiterbahnen auf einer Chipoberfläche hergestellt worden waren. Diese Strukturen wurden von der englischen Firma AIT produziert, wobei eine "selective electroplating" Technik zum Einsatz kam. Die Herstellungstechnik eignet sich hervorragend für Strukturgrößen im μm -Bereich (typisch 10 - 100 μm).

Bei diesem Verfahren (siehe Abbildung 3-18) [Moran00] wird zunächst von einem Substrat ausgegangen, welches elektrisch isolierend ist, aber eine hohe Wärmeleitfähigkeit besitzt, so daß die in den stromdurchflossenen Drähten entstehende Wärme schnell abgeführt werden kann. Bei den vorliegenden Chips wurde als Substrat eine Aluminiumoxid-Keramik mit einer Wärmeleitfähigkeit von ungefähr $0,25^\circ\text{C} / \text{W cm}^2$ verwendet [Moran00]. Dieses Substrat wird dann mit einer dünnen ($< 1\mu\text{m}$), elektrisch leitenden Schicht überzogen, die aus einem Gemisch verschiedener Metalle bestehen kann und deren genaue Zusammensetzung für die Qualität der erzeugten Strukturen entscheidend ist. Diese Schicht dient als Haftvermittler zwischen der Keramik und den erzeugten Leiterstrukturen. Für das weitere Vorgehen ist außerdem von Bedeutung, daß selektive Ätzlösungen existieren, die zwar diese Schicht, nicht jedoch das später darauf aufgebraachte Leiterbahnmaterial angreifen.

Anschließend wird eine Photoresistschicht aufgetragen, die dann gemäß dem gewünschten genauen Verlauf der Leiterbahnen belichtet wird. Beim Entwickeln der Photoschicht werden die Gebiete, an denen die Leiter verlaufen sollen, aus der Resistschicht herausgelöst.

Im folgenden Schritt, dem eigentlichen Electroplating, wird mittels galvanischer Metallabscheidung das Leiterbahnmaterial in den Bereichen abgeschieden, die nicht mehr durch eine Photoschicht von der leitenden Anfangsschicht getrennt sind. Danach können verschiedene Oberflächenlagen, wie z.B. Gold zur Verbesserung der Lötbarkeit, aufgebracht werden.

Schließlich wird der restliche Photolack abgelöst und die darunter liegende leitende Schicht mit Hilfe einer selektiven Ätzlösung entfernt.

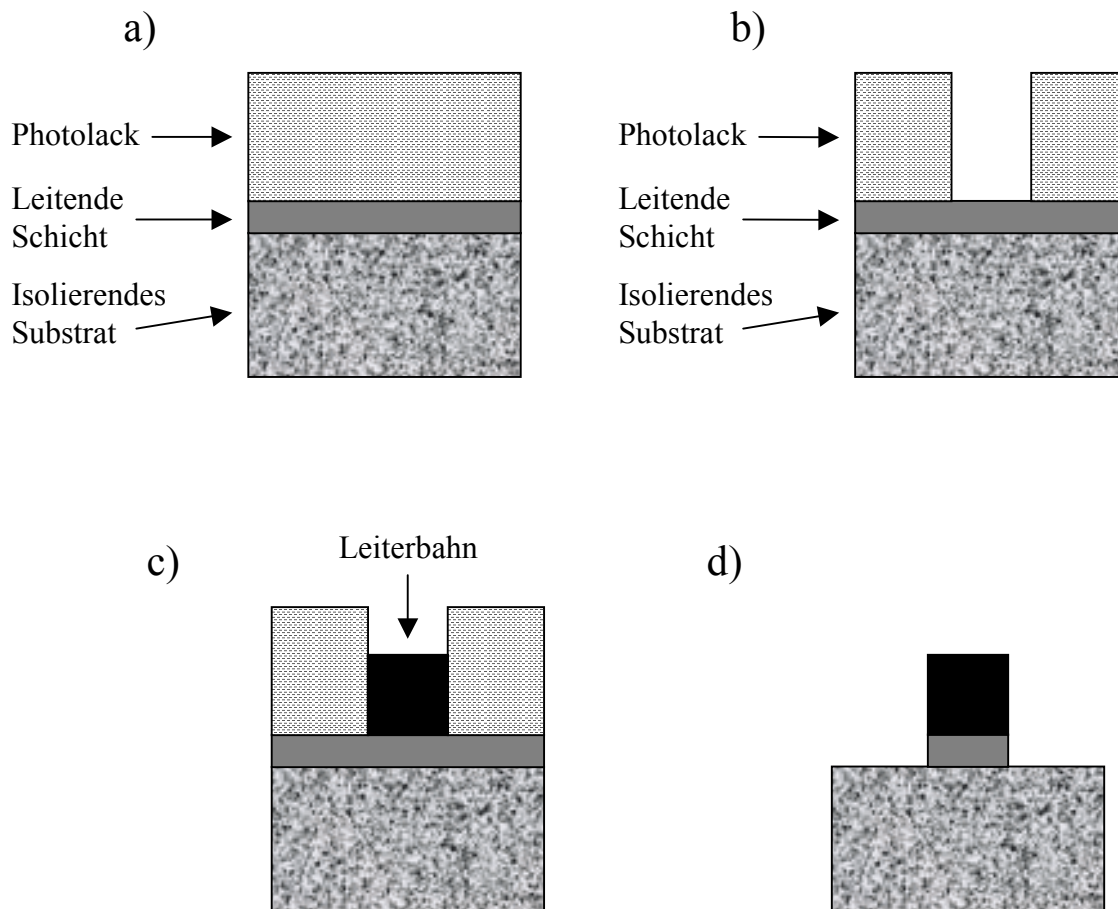


Abbildung 3-18: Prozessschritte beim "selective electroplating":

- a) Aufbringen einer leitenden Zwischenschicht und einer Photolackschicht auf ein Substrat
- b) Definition der Leiterbahnen mittels Photolithographie
- c) galvanische Abscheidung des Leitermaterials ("electroplating")
- d) Entfernen des restlichen Photolacks und der darunter liegenden Zwischenschicht

Bei den im Rahmen dieser Arbeit benutzten Chips handelt es sich um $2\text{ cm} \times 3\text{ cm}$ große Substrate aus einer Aluminiumoxid-Keramik, auf die Leiterbahnen aus Kupfer aufgebracht sind. Die Leiterbahnen sind mit einer dünnen Goldschicht überzogen und besitzen einen Querschnitt von $100\text{ }\mu\text{m} \times 100\text{ }\mu\text{m}$ sowie einen Abstand von $200\text{ }\mu\text{m}$ (von Mitte zu Mitte, so daß $100\text{ }\mu\text{m}$ freier Raum zwischen zwei benachbarten Leitern bestand). Ein Foto eines solchen Chips ist in Abbildung 3-19 zu sehen.

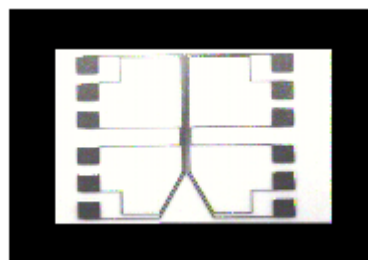


Abbildung 3-19: Lithographisch hergestellte Leiterstruktur zum Führen von Atomen

Zur Kontaktierung der Leiterbahnen wurden Kaptondrahnte auf die Bondpads des Chips gelötet und anschließend das Flußmittel entfernt.

Um die maximale Belastbarkeit der elektrischen Leiterbahnen zu testen, wurde ein solcher Chip außerhalb des Vakuums auf einen wassergekühlten Mikrokanalkuhler montiert und der Strom schrittweise vergrößert. Abbildung 3-20 zeigt eine entsprechende Meßkurve der benötigten elektrischen Leistung bei der jeweiligen Stromstärke.

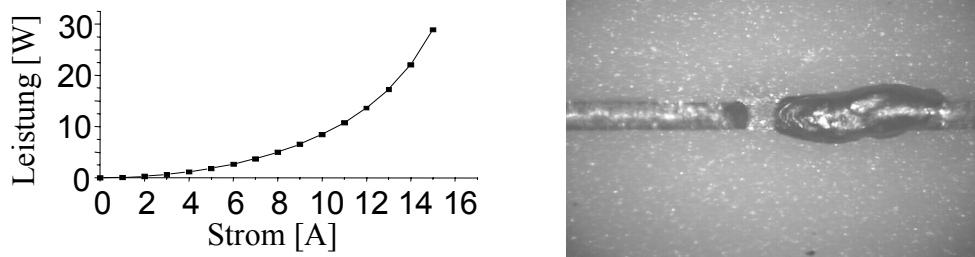


Abbildung 3-20: Strombelastbarkeit des Chips

Eine Stromstärke von 15 A konnte über eine halbe Stunde lang durch die elektrischen Leiterbahnen geschickt werden, ohne daß eine Veränderung eintrat. Da der Leiterquerschnitt $100^2 \mu\text{m}^2$ betrug, bedeutet dies eine Stromdichte von $1,5 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$.

Bei noch größeren Strömen kam es jedoch zu einem lokalen Aufschmelzen der Leiterbahn wie in Abbildung 3-20 rechts.

3.6.3 Experimentelle Ergebnisse mit mikrostrukturierten Leitern

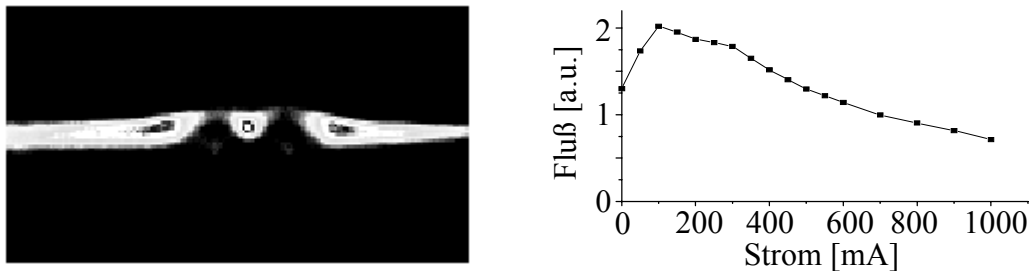
Wie im folgenden gezeigt wird, konnte im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich das Führen von Atomen mit mikrostrukturierten Leitern demonstriert werden. Um eine hinreichende räumliche Auflösung der atomaren Verteilung am Chipausgang zu erhalten, mußte der Chip relativ nahe (2 cm) vor dem MCP-Detektor montiert werden. Außerdem wurde der Atomstrahl mit einer mittig über dem Chip von oben absenkbaaren Blende kollimiert. Damit wurde vermieden, daß Atome, die sich relativ weit oberhalb der Leiterebene und damit außerhalb des eigentlichen Fuhrungsminimums befanden, durch magnetische Linseneffekte gebündelt wurden und sich mit den geführten Atomen auf dem Detektor überlagerten.

Eine MCP-Aufnahme, die durch eine Anordnung aus drei Strömen mit alternierender Richtung (Konturplot siehe Abbildung 3-4), gebildet wurde, ist in Abbildung 3-21 zu sehen. Die Stromstärke betrug in diesem Beispiel 300 mA.

Deutlich zu erkennen ist der zentrale runde Peak, der getrennt ist von zwei in horizontaler Richtung ausgedehnten Flumaxima links und rechts. Dieses Bild wird bei Vergleich mit dem Konturplot des benutzten B-Feldes, Abbildung 3-4, verständlich:

Aufgrund des großen Abstandes des Chips vom Ausgang der 2D-MOT wird die Leiterstruktur von einem relativ breiten, mit einer Blende zu einem horizontalen Schlitz kollimierten Atomstrahl ausgeleuchtet, dessen Breite ungefähr mit der des dargestellten Bildausschnittes übereinstimmt. Ein Teil dieser Atome trifft auf den "Einfangbereich" des magnetischen Fuhrungsminimums und wird dementsprechend (bei richtiger Spineinstellung) geführt. Diese Atome ergeben den zentralen Peak. Atome, die seitlich vom Einfangbereich auftreffen, werden vom Magnetfeld weiter zur Seite gedrängt und bilden den rechten und linken Peak. Die in

Abbildung 3-21 zu sehenden dunklen Flecken in den äußeren Peaks stammen lediglich von der Farbcodierung her und deuten in diesem Fall besonders hohe Intensitäten an.



**Abbildung 3-21: 3-Draht-Leiter wie in Abbildung 3-4, realisiert auf einem Chip.
Links: MCP-Bild. Rechts: Stromabhängigkeit des geführten Flusses**

Eine Untersuchung der Anzahl der geführten Atome in Abhängigkeit vom Strom (Abbildung 3-21 rechts) ergibt einen Flußanstieg bei Strömen bis 150 mA, der dann bei größeren Strömen in einen langsamen Abfall übergeht. Der Kurvenverlauf läßt sich wie folgt erklären: Aufgrund des großen Abstandes zwischen der 2D-MOT und dem Chip weisen die auf den Empfangsbereich des Führungsminimums auftreffenden Atome nur eine geringe Divergenz auf, so daß bereits niedrige Potentiale zum Führen ausreichen. Dies erklärt den steilen Anstieg bis zu einer Stromstärke von 150 mA. Mit zunehmendem Strom wird das Potential steiler, was die Einkopplung erschwert und durch zunehmende Umwandlung von longitudinaler in transversale Energie beim Einlaufen zu Verlusten führt, so daß der atomare Fluß abnimmt. Konkret beträgt der Anteil der geführten Atome am gesamten, vertikal kollimierten Strahl bis zu ca. 10%, wobei neben der m_j -Verteilung der Atome vor allem der geringe räumliche Überlapp des breiten Strahles mit dem Empfangsbereich des Chips (Flußanteil ca. 20%) eine Limitierung darstellt.

Ähnlich wie beim bereits beschriebenen 8-Draht-Leiter kann auch beim miniaturisierten Leiter die Form und Lage des Führungspotentiales mit Hilfe des Stromes dynamisch verändert werden. Abbildung 3-22 zeigt hierfür eine Sequenz, bei der zunächst von der gleichen Konfiguration wie in Abbildung 3-21 ausgegangen wird. Der Strom durch den rechten Leiter wird dann verkleinert. Dadurch wird der Atomstrahl kontinuierlich nach rechts verschoben, bis schließlich wie im rechten Bild kein Potentialminimum mehr sichtbar ist.

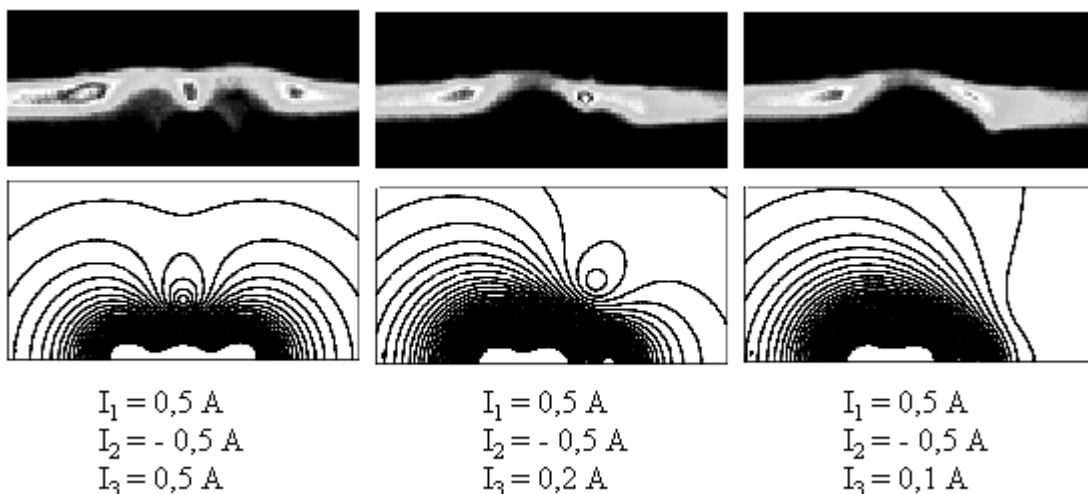


Abbildung 3-22: Verschiebung des Minimums durch Variation der einzelnen Ströme

Dieses Beispiel demonstriert das Verschieben eines Strahles mit Hilfe von drei stromdurchflossenen elektrischen Leitern. Als Erweiterung ist es prinzipiell jedoch auch denkbar, eine Vielzahl paralleler elektrischer Leiter zu benutzen. Wenn der Strom durch diese Leiter einzeln variiert werden kann, so ist auf diese Weise ein Scansystem realisierbar, mit dem Teile eines Atomstrahles gezielt verschoben oder seitlich gegeneinander versetzt werden können. Ähnlich könnten mehrere sich parallel ausbreitende atomare Wellenpakete vereinigt oder ein einzelnes Wellenpaket in mehrere aufgetrennt werden. Diese Beispiele stehen stellvertretend für zahlreiche neue atomoptische Elemente, die mit miniaturisierten magnetischen Leiterstrukturen verwirklicht werden können.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Das Gebiet der Atomoptik hat in den letzten Jahren eine rasante Entwicklung erfahren, im Zuge derer viele neue atomoptische Elemente entwickelt wurden. Diese atomoptischen Elemente können Atomstrahlen in ähnlicher Weise manipulieren wie optische Elemente Licht beeinflussen. Sie sind in der Regel schwieriger zu realisieren als ihre optischen Analoga, bieten aber - insbesondere aufgrund der inneren Struktur der Atome - auch weitergehende Möglichkeiten, wie z.B. eine Manipulation des Phasenraumvolumens. Neuartige atomoptische Elemente sind nicht nur für die Grundlagenforschung interessant, sondern haben auch neue Anwendungsfelder eröffnet. Ein herausragendes Anwendungsbeispiel ist die Atomlithographie, bei der ein atomoptisches "Grin lens array", gebildet aus einer optischen Stehwelle, benutzt wird, um Atome bis in den Nanometerbereich zu fokussieren und auf diese Weise Nanostrukturen zu erzeugen.

Während bei allen anderen atomlithographischen Experimenten thermische Atomstrahlen benutzt wurden, konnte im Rahmen dieser Doktorarbeit erstmalig ein Weg zur Erzeugung von Nanostrukturen mit einem langsamen, nur 28 m/s schnellen Strahl aufgezeigt und experimentell demonstriert werden. Die durchgeführten Untersuchungen betrafen dabei sowohl atomoptische Elemente als auch verschiedenartige Resists für Ne*. Aus der Verwendung eines langsamen Atomstrahles ergeben sich zahlreiche neue Perspektiven für die Atomlithographie, da sie i.a. mit vielen atomoptischen Elementen aufgrund längerer Wechselwirkungszeiten besser zu manipulieren sind, bzw. erstmalig die Anwendung bestimmter atomoptischer Elemente ermöglichen. Ein besonders weitreichendes Beispiel hierfür ist die flexible Manipulation eines Atomstrahles mit Hilfe von magnetischen Leiterstrukturen, die aus stromdurchflossenen elektrischen Leitern gebildet werden. Wie im Rahmen dieser Arbeit demonstriert wurde, können Atomstrahlen auf diese Weise nicht nur dynamisch verschoben, sondern sogar um Kurven gelenkt werden. Neben ihrem Anwendungspotential in der Atomlithographie besitzen diese Leiter auch eine große Bedeutung für weitergehende Grundlagenexperimente und für die Sensorik.

Insgesamt wurden damit im Rahmen dieser Arbeit neue Methoden der Atomoptik etabliert, mit denen sich zahlreiche Ansätze für zukünftige Weiterentwicklungen ergeben:

Im Bereich der Atomlithographie ist die Erzeugung willkürlicher Muster ein bislang ungelöstes Problem. Während mit einer eindimensionalen Stehwelle parallele Linien und mit gekreuzten Stehwellen komplexere punkt- oder wabenförmige Muster hergestellt werden können, sind quasiperiodische oder unperiodische Nanostrukturen bisher auf diese Weise noch nicht demonstriert worden. Daher ist die Atomlithographie derzeit vor allem für solche Anwendungen interessant, bei denen es auf einfache Strukturen mit präziser und genau bekannter Periodizität ankommt. Die magnetischen Leiterstrukturen, die in dieser Arbeit vorgestellt wurden, können einen ersten Ansatzpunkt für eine flexiblere Atomlithographie bieten. Hier wäre es beispielsweise denkbar, die Stehwelle als Instrument zur Fokussierung des Atomstrahls beizubehalten, aber den Atomstrahl mit Hilfe einer davor platzierten magnetischen Leiterstruktur nur auf einzelne Teile der Stehwelle zu lenken. Der Abstand zweier Stehwellenminima (und damit zweier benachbarter "Atomlinsen") beträgt bei einer eindimensionalen Stehwelle im vorliegenden Fall ca. 320 nm und liegt damit in einer Größenordnung, die mit konventioneller Lithographie gut erreichbar ist. Es sollte demzufolge sogar möglich sein, einzelne Atomlinsen unabhängig voneinander mit dem Atomstrahl auszuleuchten.

Eine weitere, interessante und neuartige Methode für die Atomstrahlstrukturierung könnte sich aus der Kombination eines Quenclaserstrahles mit dem Magnetfeld von miniaturisierten

stromdurchflossenen Leitern ergeben: Diese Magnetfelder könnten benutzt werden, um mittels des Zeeman-Effektes die Atome in Gebieten hoher B-Feldstärken lokal aus der Resonanz mit einem breitflächig eingestrahnten Quenclaser zu verstimmen. Gequenchte Atome tragen zur Veränderung einer Resistschicht nicht bei, so daß ein auf diese Weise strukturierter Atomstrahl auch ein Substrat entsprechend strukturieren kann.

Schließlich wäre auch denkbar, mit Hilfe von miniaturisierten elektrischen Leitern kleine magnetische Linsen zu formen. Es ist jedoch fraglich, ob solche magnetischen Linsen trotz ihrer zahlreichen Linsenfehler es jemals ermöglichen werden, Atome in den Nanometerbereich hinein zu fokussieren.

Zur flexiblen Strukturgebung werden derzeit auch aus MRI (magnetic resonance imaging) abgeleitete Konzepte [Thyw00] sowie holographische Verfahren [Morinaga96] oder holographisch erzeugte Lichtfelder [Haubrich00] untersucht.

Andere Weiterentwicklungen auf dem Gebiet der Atomlithographie mit metastabilen Edelgasen betreffen die Entwicklung leistungsfähigerer Quellen. Hierbei handelt es sich jedoch hauptsächlich um ein technisches und nicht um ein prinzipielles Problem. Beispielsweise könnten, unter der Voraussetzung ausreichend leistungsfähiger Vakuumpumpen an der Quellschleife, parallele DC-Entladungsquellen benutzt und die einzelnen Atomstrahlen dann in einer zweidimensionalen magneto-optischen Falle analog der in dieser Arbeit benutzten 2D-MOT zu einem einzigen Strahl vereinigt werden.

Interessante Forschungsziele auf dem Gebiet der nicht Resist-basierten Atomlithographie beinhalten neben dem Einsatz neuer Elemente wie z.B. Indium [Haubrich00] vor allem auch die Erzeugung von dreidimensionalen Doping-Strukturen [Pfau99]. Bei letzterem wird ausgenutzt, daß die zur Fokussierung benutzten Lichtkräfte empfindlich auf die genauen atomaren Resonanzfrequenzen sind. In einem parallelen Aufdampfprozess, bei dem verschiedene Materialien gleichzeitig aufgedampft werden, können also einzelne Elemente unabhängig voneinander manipuliert werden.

Neben der Anwendung zur Nanostrukturierung von Oberflächen bietet die Atomlithographie auch neue Möglichkeiten für Grundlagenexperimente, da sie erstmalig einen Ortsdetektor für Atome mit einer Auflösung im nm-Bereich darstellt. Der direkte Nachweis der Lokalisation von Atomen im Inneren einer Stehwelle ist eine konkrete Anwendung eines solchen Detektors. Eventuell wird es in Zukunft sogar möglich werden, z.B. ein Bose-Einstein-Kondensat auf diese Weise zu "photographieren" und seine Kohärenzeigenschaften, kollektive Anregungen wie z.B. Solitonen oder die Interferenz verschiedener Kondensate auf der nm-Skala zu untersuchen. Die erzielbare Auflösung wäre drei Größenordnungen besser als die bisher benutzten optischen Verfahren. Da die derzeitigen BECs zumeist aus Alkaliatomen gebildet werden, wäre insbesondere eine Weiterentwicklung des in [Natarajan96] mit einem Na-Strahl benutzten Verfahrens, welches auf einer Ablagerung der Atome auf speziell präparierten Si-Oberflächen und einem STM-Nachweis beruht, erfolversprechend.

Weitere mögliche Grundlagenexperimente betreffen die Manipulation der Bewegung von Molekülen durch Laserlicht. Während Verfahren zur Manipulation von Atomen bereits weit entwickelt sind, ist die Beeinflussung von Molekülen deutlich schwieriger. Ursache hierfür ist, daß bei Molekülen aufgrund der zusätzlichen Rotations- und Vibrationsfreiheitsgrade keine geschlossenen Übergänge vorliegen, die für die Anwendung der Spontankraft benötigt werden. Zugleich ist die Anwendung der Dipolkraft meist aufgrund der Vielzahl der involvierten und nahe beieinander liegenden molekularen Energieniveaus erschwert. Die Aniso-

tropie der Polarisierbarkeit ist eine weitere Eigenschaft, durch die sich Moleküle von Atomen unterscheiden und die bei der Anwendung der Dipolkraft berücksichtigt werden muß.

Die Fokussierung von Molekülen in verstimzten Stehwellen könnte einen Ausgangspunkt für die Untersuchung der Lichtkraftmanipulation von Molekülen bieten. Neben der Lokalisation der Moleküle ist dabei auch ihre Ausrichtung zueinander von Interesse. Dieses Forschungsgebiet steht derzeit noch ganz am Anfang seiner Entwicklung [vgl. Seideman97, Sakai98, Dey00].

Magnetische Leiterstrukturen bieten nicht nur wie gerade beschrieben für die Atomlithographie, sondern auch für viele andere Experimente zahlreiche neue Möglichkeiten.

Stellvertretend sei hier als Beispiel die Entwicklung geführter Atominterferometer genannt:

Wie in dieser Arbeit demonstriert wurde, können mit Hilfe der Leiterstrukturen Atomstrahlen aufgespalten und um Kurven geführt werden. Wenn es gelingt, kohärente Strahlteiler experimentell zu realisieren, so kann auf diese Weise ein Mach-Zehnder-Interferometer aufgebaut werden, dessen beide Arme eine Fläche von mehreren cm^2 einschließen könnten. Die eingeschlossene Fläche ist proportional zur Empfindlichkeit des Interferometers. Da bei herkömmlichen Ramsey-Bordé-Interferometern die räumliche Aufspaltung der beiden Teilwege nur wenige μm über eine Länge von maximal ca. 1 Meter beträgt, würde ein auf magnetischen Leitern beruhendes Interferometer einen enormen Fortschritt bedeuten.

Besonders vielversprechend ist in diesem Zusammenhang auch das Laden eines solchen magnetischen Leiters mit einem kohärenten Ensemble von Atomen, wie es in einem Bose-Einstein-Kondensat vorliegt. Derzeit wurden solche Experimente noch nicht durchgeführt, da hierfür der Transport eines BECs aus der Glaszelle, in der es erzeugt wurde, heraus in eine separate Experimentierkammer wünschenswert wäre, in der geringere Anforderungen an das Vakuum gestellt werden. Entsprechende Transportmechanismen wurden bislang noch nicht demonstriert, befinden sich aber bei mehreren Gruppen im Aufbau.

Neben Anwendungen zur Atominterferometrie werden dann auch Untersuchungen eindimensionaler Quantengase in miniaturisierten Magnetfallen zugänglich.

Schließlich kann darüber nachgedacht werden, ob miniaturisierte Leiter und Fallen auch zur Erzeugung eines BEC benutzt werden können. Die Realisierung von Single-Mode Leitern bzw. die selektive Besetzung der untersten Mode in einem Multi-Mode Leiter wäre hierfür ein erster Schritt. Wenn solche Strukturen dann wie in der vorliegenden Arbeit mit einem Atomstrahl geladen werden, wäre sogar die Entwicklung eines kontinuierlichen Atomlasers denkbar.

Miniaturisierte Leiterstrukturen werden das Gebiet der Atomoptik revolutionieren. Die Entwicklung befindet sich noch in der Anfangsphase, in der die grundlegenden Eigenschaften solcher Strukturen untersucht werden. In ihrem weiteren Verlauf könnten z.B. miniaturisierte, höchstempfindliche Rotationssensoren realisierbar werden, basierend auf Atominterferometern mit BECs, produziert auf einem integrierten Chip in Massenfertigung. Dies ist eine Vision für die fernere Zukunft, an deren Komponenten jedoch derzeit bereits geforscht wird.

Literaturverzeichnis

- [Abduaini98] A. Abduaini, S. Kera, M. Aoki, K. K. Okudaira, N. Ueno, und Y. Harada, *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* 88-91, 849 (1998)
- [Adams94] C. S. Adams, M. Sigel, und J. Mlynek, *Physics Reports* 240, 143 (1994)
- [Anderson95] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, und E. A. Cornell, *Science* 269, 198 (1995)
- [Bard97] A. Bard, K. K. Berggren, J. L. Wilbur, J. D. Gillaspay, S. L. Rolston, W. D. Phillips, M. Prentiss, und G. M. Whitesides, *J. Vac. Sci. Techn. B* 15(5), 1805 (1997)
- [Berge87] T. Bergeman, G. Erez, und H. J. Metcalf, *Phys. Rev. A* 35, 1535 (1987)
- [Berggren97] K. K. Berggren, R. Younkin, E. Cheung, M. Prentiss, A. J. Black, G. M. Whitesides, D. C. Ralph, C. T. Black, und M. Tinkham, *Adv. Mater.* 9, 52 (1997)
- [Bloom98] T. M. Bloomstein, M. Rothschild, R. R. Kunz, D. E. Hardy, R. B. Goodman, und S. T. Palmacci, *J. Vac. Sci. Technol. B* 16(6), 3154 Nov/Dec (1998)
- [Bütt94] S. Büttgenbach, *Mikromechanik*, Stuttgart, Teubner (1994)
- [Dalibard85] J. Dalibard, und C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* 2, 1707 (1985)
- [Dall99] R. G. Dall, M. D. Hoogerland, K. G. H. Baldwin, und S. J. Buckman, *J. Opt. B* 1, 396 (1999)
- [Davis95] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, und W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* 75, 3969 (1995)
- [Dekker00] N. H. Dekker, C. S. Lee, V. Lorent, J. H. Thywissen, S. P. Smith, M. Drndic, R. M. Westervelt, und M. Prentiss, *Phys. Rev. Lett.* 84, 1124 (2000)
- [Densch99] J. Denschlag, D. Cassetari, und J. Schmiedmayer, *Phys. Rev. Lett.* 82, 2014 (1999)
- [Dey00] B. K. Dey, M. Shapiro, und P. Brumer, *Phys. Rev. Lett.* 85, 3125 (2000)
- [Drodo97] U. Drodofsky, J. Stuhler, B. Brezger, Th. Schulze, M. Drewsen, T. Pfau, und J. Mlynek, *Microelectronic Engineering* 35, 285 (1997)
- [Eigler99] D. Eigler in: *Nanotechnology*, ed. von G. Timp, New York, Springer (1999)
- [Einstein17] A. Einstein, *Physik. Zeitschr.* 18, 121 (1917)
- [Engels99] P. Engels, S. Salewski, H. Levsen, K. Sengstock, und W. Ertmer, *Appl. Phys. B* 69, 407 (1999)

- [Engels00] P. Engels, K. Sengstock, und W. Ertmer, in Vorbereitung
- [Engels00b] P. Engels, K. Sengstock, und W. Ertmer, in Vorbereitung
- [Ertmer85] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, und M. Zhu, *Phys. Rev. Lett.* 54, 996 (1985)
- [Folman00] R. Folman, P. Krüger, D. Cassettari, B. Hessmo, T. Maier, und J. Schmiedmayer, *Phys. Rev. Lett.* 84, 4749 (2000)
- [Fortagh98] J. Fortagh, A. Grossmann, C. Zimmermann, und T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* 81, 5310 (1998)
- [Friebel00] S. Friebel, J. Aizenberg, S. Abad, und P. Wiltzius, *Appl. Phys. Lett.* 77, 2406 (2000)
- [Frisch33] R. Frisch, *Zeitschr. f. Phys.* 86, 42 (1933)
- [Gerthsen92] C. Gerthsen, H. Kneser, und H. Vogel: *Physik*, Berlin, Springer (1992)
- [Gross98] G. Gross, R. Kaesmaier, H. Löschner, und G. Stengl, *J. Vac. Sci. Technol. B* 16(6), 3150 Nov/Dec (1998)
- [Gwyn98] C. W. Gwyn, R. Stulen, D. Sweeney, und D. Attwood, *J. Vac. Sci. Technol. B* 16(6), 3142 Nov/Dec (1998)
- [Harriott97] L. R. Harriott, *J. Vac. Sci. Technol. B* 15(6), 2130 Nov/Dec (1997)
- [Haubrich00] persönliche Mitteilung D. Haubrich und D. Meschede, Universität Bonn
- [Hill99] S. B. Hill, C. A. Haich, F. B. Dunning, G. K. Walters, J. J. McClelland, R. J. Celotta, und H. G. Craighead, *Appl. Phys. Lett.* 74, 2239 (1999)
- [Hill99b] S. B. Hill, C. A. Haich, F. B. Dunning, G. K. Walters, J. J. McClelland, R. J. Celotta, H. G. Craighead, J. Han, und D. M. Tanenbaum, *J. Vac. Sci. Technol. B* 17, 1087 (1999)
- [Ito96] H. Ito, T. Nakata, K. Sakaki, M. Ohtsu, K. I. Lee, und W. Jhe, *Phys. Rev. Lett.* 76, 4500 (1996)
- [Johnson96] K. S. Johnson, K. K. Berggren, A. Black, C. T. Black, A. P. Chu, N. H. Dekker, D. C. Ralph, J. H. Thywissen, R. Younkin, M. Tinkham, M. Prentiss, und G. M. Whitesides, *Appl. Phys. Lett.* 69, 2773 (1996)
- [Johnson98] K. S. Johnson, J. H. Thywissen, N. H. Dekker, K. K. Berggren, A. P. Chu, R. Younkin, und M. Prentiss, *Science* 280, 1583 (1998)
- [Keller99] persönliche Mitteilung C. Keller, J. Schmiedmayer und A. Zeilinger (1999)
- [Kern93] W. Kern (ed.): *Handbook of semiconductor wafer cleaning technology: science, technology, and applications*, Park Ridge, NJ, Noyes Publ. (1993)

- [Kneubühl91] F. K. Kneubühl, und M. W. Sigrist, *Laser*, Stuttgart, Teubner (1991)
- [Kreis96] M. Kreis, F. Lison, D. Haubrich, D. Meschede, S. Nowak, T. Pfau, J. Mlynek, *Appl. Phys. B* 63, 649 (1996)
- [Kumar94] A. Kumar, H. A. Biebuyck, und G. M. Whitesides, *Langmuir* 10, 1498 (1994)
- [Laibinis98] P. E. Laibinis, B. J. Palmer, S.-W. Lee, und G. K. Jennings, in: *Thin Films*, Vol. 24, ed. von A. Ulman, San Diego, Academic Press (1998)
- [Lavrich98] D. J. Lavrich, S. M. Wetterer, S. L. Bernasek, und G. Scoles, *J. Phys. Chem. B* 102, 3456 (1998)
- [Lercel93] M. J. Lercel, R. C. Tiberio, P. F. Chapman, H. G. Craighead, C. W. Sheen, A. N. Parikh, und D. L. Allara, *J. Vac. Sci. Technol. B* 11(6), Nov/Dec (1993)
- [Levsen00] H. Levsen, Diplomarbeit, Universität Hannover (2000)
- [Lu98] W. Lu, K. G. H. Baldwin, M. D. Hoogerland, S. J. Buckman, T. J. Senden, T. E. Sheridan, und R. W. Boswell, *J. Vac. Sci. Technol. B* 16(6), 3846 (1998)
- [Martin88] P. Martin, B. Oldaker, A. Miklich, und D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* 60, 515 (1988)
- [McClelland93] J. J. McClelland, R. E. Scholten, E. C. Palm, und R. J. Celotta, *Science* 262, 877 (1993)
- [McClelland95] J. J. McClelland, *J. Opt. Soc. Am. B* 12(10), 1761 (1995)
- [McCord97] M. A. McCord, und M. J. Rooks in: *Handbook of Microlithography, Micromachining and Microfabrication*, Vol. 1, ed. von P. Rai-Choudhury, Bellingham Wash., SPIE Optical Engineering Press (1997)
- [McGowan95] R. W. McGowan, D. M. Giltner, und S. A. Lee, *Optics Letters* 20, 2535 (1995)
- [Metcalf99] H. J. Metcalf, und P. van der Straten: *Laser cooling and trapping*, New York, Springer (1999)
- [Moran00] Persönliche Mitteilung P. Moran, AIT Ltd, England (2000)
- [Morinaga96] M. Morinaga, M. Yasuda, T. Kishimoto, und F. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* 77, 802 (1996)
- [Müller99] D. Müller, D. Z. Anderson, R. J. Grow, P. D. D. Schwindt, und E. A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* 83, 5194 (1999)
- [Natarajan96] V. Natarajan, R. E. Behringer, und G. Timp, *Phys. Rev. A* 53(6), 4381 (1996)
- [Nellessen90] J. Nellessen, J. Werner, und W. Ertmer, *Optics Comm.* 78, 300 (1990)
- [Niesen98] persönliche Mitteilung T. Niesen, MPI für Metallforschung, Stuttgart

- [NIST00] NIST Atomic Spectra Database Data, verfügbar im WWW unter http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/lines_form
- [Nowak96] S. Nowak, T. Pfau, und J. Mlynek, *Appl. Phys. B* 63, 203 (1996)
- [Nuzzo87] R. G. Nuzzo, F. A. Fusco, und D. L. Allara, *J. Am. Chem. Soc.*, 109, 2358 (1987)
- [Ozaki90] H. Ozaki, und Y. Harada, *J. Am. Chem. Soc.* 112, 5735 (1990)
- [Pfau99] persönliche Mitteilung T. Pfau und J. Mlynek (1999)
- [Pfeiffer99] H. C. Pfeiffer et al., *J. Vac. Sci. Technol. B* 17(6), 2840 Nov/Dec (1999)
- [Phillips82] W. Phillips und H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* 48, 596 (1982)
- [Rehse97] S. J. Rehse, A. D. Glueck, S. A. Lee, A. B. Goulakov, C. S. Menoni, D. C. Ralph, K. S. Johnson, und M. Prentiss, *Appl. Phys. Lett.* 71, 1427 (1997)
- [Reichel99] J. Reichel, W. Hänsel, und T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* 83, 3398 (1999)
- [Renn95] M. J. Renn, D. Montgomery, O. Vdovin, D. Z. Anderson, C. E. Wieman, und E. A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* 75, 3253 (1995)
- [Ron98] H. Ron, S. Matlis, und I. Rubinstein, *Langmuir* 14, 1116 (1998)
- [Sakai98] H. Sakai, A. Tarasevitch, J. Danilov, H. Stapelfeldt, R. W. Yip, C. Ellert, E. Constant, und P. B. Corkum, *Phys. Rev. A* 57, 2794 (1998)
- [Salewski99] S. Salewski, Diplomarbeit, Universität Hannover (1999)
- [Schiffer98] M. Schiffer, M. Rauner, S. Kuppens, M. Zinner, K. Sengstock, und W. Ertmer, *Appl. Phys B* 67, 705 (1998)
- [Scholz94] A. Scholz, Dissertation, Universität Bonn (1994)
- [Schreiber98] F. Schreiber, A. Eberhardt, T. Y. B. Leung, P. Schwartz, S. M. Wetterer, D. J. Lavrich, L. Berman, P. Fenter, P. Eisenberger, und G. Scoles, *Phys. Rev. B* 57, 12476 (1998)
- [Schreiber00] F. Schreiber, *Structure and growth of self-assembling monolayers*, zur Veröffentlichung angenommen in *Progress in Surface Science*
- [Scully97] M. O. Scully und M. S. Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge, Cambridge University Press (1997)
- [Seideman97] T. Seideman, *Phys. Rev. A* 56, R17 (1997)
- [Seng95] K. Sengstock und W. Ertmer: *Laser manipulation of atoms* in: *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, Vol 35, Academic Press, 1995

- [Silver98] J. P. Silverman, *J. Vac. Sci. Technol. B* 16(6), 3137 Nov/Dec (1998)
- [Stewart97] D. K. Stewart, J. D. Casey in: *Handbook of Microlithography, Micromachining and Microfabrication*, Vol. 2, ed. von P. Rai-Choudhury, Bellingham Wash., SPIE Optical Engineering Press (1997)
- [Thyw98] J. H. Thywissen, K. S. Johnson, N. H. Dekker, A. P. Chu, und M. Prentiss, *J. Vac. Sci. Technol. B* 16(6), 3841 Nov/Dec (1998)
- [Thyw00] J. H. Thywissen, PhD thesis, Harvard (2000)
- [Timp92] G. Timp, R. E. Behringer, D. M. Tennant, J. E. Cunningham, M. Prentiss, und K. K. Berggren, *Phys. Rev. Lett.* 69, 1636 (1992)
- [Timp99] G. Timp in: *Nanotechnology*, ed. von G. Timp, New York, Springer (1999)
- [Ulman91] A. Ulman, *An Introduction to Ultrathin Organic Films*, San Diego, Academic (1991)
- [Vallant98] T. Vallant, H. Brunner, U. Mayer, H. Hoffmann, T. Leitner, R. Resch, und G. Friedbacher, *J. Phys. Chem. B* 102, 7190 (1998)
- [Vig85] J. R. Vig, *J. Vac. Sci. Technol. A* 3(3), 1027 May/Jun (1985)
- [Wallis95] H. Wallis, *Physics Reports* 255, 203 (1995)
- [Weinstein95] J. D. Weinstein, und K. G. Libbrecht, *Phys. Rev. A*, 52 (1995)
- [Welford91] W. T. Welford, *Useful optics*, The University of Chicago Press, Chicago (1991)
- [Wokurka98] G. Wokurka, Dissertation, Universität Hannover (1998)
- [Younkin97] R. Younkin, K. K. Berggren, K. S. Johnson, M. Prentiss, D. C. Ralph, und G. M. Whitesides, *Appl. Phys. Lett.* 71, 1261 (1997)
- [Zhao97] X. Zhao, Y. Xia, und G. M. Whitesides, *J. Mater. Chem.* 7(7), 1069 (1997)

Danksagung

An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Prof. Ertmer, der mir mit der Vergabe dieser Doktorarbeit die Mitarbeit in seinem Institut ermöglicht hat und mir stets großen Freiraum bei der Verwirklichung eigener Ideen gewährt hat. Herrn Prof. Haug danke ich für die bereitwillige Übernahme des Koreferates.

Ein herzliches Dankeschön gebührt auch Herrn Priv. Doz. Dr. Klaus Sengstock für die fachliche und außerfachliche Betreuung. Von ihm hat meine Arbeit in entscheidender Weise profitiert. Weiterhin bedanke ich mich bei den Kolleginnen und Kollegen, allen voran bei Silke Salewski, die mit ihrer Arbeit im Labor eine große Hilfe war und stets für kreative Diskussionen zu gewinnen war, sowie bei Hendrik Levsen, mit dem erstmalig Windows APIs, OpenGL und Datenbanken im Cyberlab Einzug hielten.

Wichtige Beiträge zu dieser Arbeit stammen ferner von Dr. Hans-Werner Schumacher aus der Arbeitsgruppe von Prof. Haug, der mich während der Anfangsphase dieses Projektes mit AFM-Aufnahmen unterstützt hat, und von Dr. Antje Wittenberg aus der Mineralogie, die mir bei der Handhabung gefährlicher Chemikalien wie z.B. HF geholfen hat. Auch ihnen gilt mein Dank für die stets offene und bereitwillige Hilfe.

Ohne die Infrastruktur des Institutes für Quantenoptik schließlich wäre ein effizientes Arbeiten nicht möglich gewesen. Für tatkräftige Unterstützung bedanke ich mich stellvertretend bei Herrn Dr. Gaul, Frau Krämer, Frau Griese sowie Frau Faber und Frau Pfennig, und insbesondere beim gesamten Team der Werkstatt unter Leitung von Herrn Heidekrüger.

Außerhalb der Uni Hannover gilt mein Dank insbesondere Herrn Dr. Frank Schreiber, derzeit am MPI für Metallforschung in Stuttgart, für seine stete strategische Beratung und zahllose Hilfestellungen.

Schließlich bedanke ich mich bei meinen Eltern und meiner Schwester für die stetige Unterstützung und Begleitung während meines gesamten Werdeganges.

Lebenslauf

Persönliche Daten

15.9.1971 geboren in Bonn als Sohn der Eheleute Dr. Walter Engels und Helga Engels, geb. Kelkel

Schulausbildung

8/1978 – 8/1982 Grundschule: Volksschule Bergisch Gladbach
 8/1982 – 6/1991 Nicolaus-Cusanus-Gymnasium, Bergisch Gladbach
 6/1991 Abitur, Note 1,0 ("sehr gut")

Studium

7/1991 Beginn des Physikstudiums an der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

7/1991 – 8/1991 8 Wochen Praktikum bei der Firma Bayer, Leverkusen
 Themen:
 manuelle Werkstoffbearbeitung,
 maschinelle Werkstoffbearbeitung,
 thermische Füge- und Trennverfahren

ab 11/1991 Stipendiat der Studienstiftung des Deutschen Volkes

7/1992 – 8/1992 5 Wochen Praktikum bei der Firma Bayer, Leverkusen
 Thema: Grundfertigkeiten der Elektrotechnik

7/1993 Vordiplom im Fach Physik an der Universität Bonn
 Note: "sehr gut"

8/1994 – 9/1994 8 Wochen Sommerstudent am Deutschen Elektronen-Synchrotron "Desy" in Hamburg
 Mitarbeit am H1-Projekt

2/1995 – 4/1995 9 Wochen Forschungsaufenthalt am Brookhaven National Laboratory, USA
 Mitarbeit am Experiment E852 "Exotic Meson Spectroscopy" sowie Ausbildung zum "Radiological Worker I"

9/1995 – 9/1996 Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn, Arbeitsgruppe Prof. Dr. W. Urban
 Thema: "Aufbau eines Mikrowellenresonators zur Steigerung der Effizienz des CO-Seitenbandlasers"

9/1996 Diplom im Fach Physik an der Universität Bonn
 Note: "mit Auszeichnung"

10/1996 – 8/1997 11 Monate research assistant bei Prof. Dr. G. Scoles am Chemistry Department der Princeton University, USA
 Thema: "Eigenstate-resolved molecular beam spectroscopy for the study of intramolecular vibrational energy redistribution"

10/97 Beginn der Doktorarbeit am Institut für Quantenoptik der Universität Hannover, Arbeitsgruppe Prof. Dr. W. Ertmer
 Thema: "Lithographie und Materiewellenoptik mit lasergekühlten Atomstrahlen"