

# Atomlithographie

D. Haubrich, D. Meschede, T. Pfau und J. Mlynek

**Großtechnisch angewandte optische Lithographieverfahren stoßen bei Auflösungen unter 100 nm auf eine prinzipielle Grenze. Die Lithographie mit neutralen Atomstrahlen bietet dazu insbesondere beim parallelen Schreiben periodischer Strukturen eine interessante, noch junge Alternative. Indem man die Wechselwirkung der Atome mit Lichtmasken ausnutzt, gelingt es, großflächig periodische Linienmuster und verschiedene zweidimensionale periodische Strukturen mit einer Auflösung unter 100 nm zu erzeugen. Dabei werden Atome entweder direkt auf einem Substrat deponiert oder zur Modifikation organischer Resists genutzt. Der folgende Beitrag gibt einen Überblick über den Stand der Lithographie mit Atomstrahlen.**

## 1. Einführung

Physikalische Erkenntnisse über die mikroskopische Welt werden schon seit langem genutzt, um immer kleinere Strukturen, sog. Nanostrukturen, herzustellen. Sehr erfolgreich waren dabei bislang lithographische Verfahren, unter denen die optische Lithographie eine besondere Rolle spielt. Da sie ein paralleles Verfahren ist und daher einen hohen Durchsatz erlaubt, dominiert sie eindeutig die Produktion mikroelektronischer Schaltkreise. Die erreichbare minimale Strukturgröße ist hier durch einen technischen Kompromiß zwischen der physikalisch möglichen Auflösung und der apparativ

erforderlichen Tiefenschärfe bestimmt. Mit raffinierten Methoden ist es gelungen, das durch die Wellenlänge der verwendeten Projektionslichtquelle gegebene Beugungslimit zu erreichen. In der Produktion liegen die Abmessungen integrierter Schaltkreise heute bereits standardmäßig unter 0,35 Mikrometern.

Bei Abmessungen unterhalb 100 nm – die man bei linearer Fortschreibung der Entwicklung der letzten Jahrzehnte in etwa zehn Jahren in der Fertigung erwartet – ist aber im Moment nicht zu erkennen, daß konventionelle optische Lithographie noch eingesetzt werden kann, weil weder geeignete Lichtquellen noch optische Komponenten für die dann erforderlichen Wellenlängen weit unterhalb von 200 nm verfügbar sind. Aus diesem Grund werden mit großer Intensität alternative Methoden erforscht.

Mit Elektronenstrahl- und Ionenstrahlolithographie kann man schon seit längerem Strukturen mit Nanometer-Abmessungen herstellen, entsprechende Anlagen sind kommerziell erhältlich. Wegen ihres seriellen Charakters werden diese Verfahren bisher vorwiegend für Spezialanwendungen, zum Beispiel für die Herstellung oder Reparatur von Masken für die optische Lithographie eingesetzt. In den letzten Jahren wurden allerdings parallele Schreibmethoden entwickelt, die eine wesentlich höhere Schreibgeschwindigkeit gestatten, beispielsweise die Projektionslithographie mit Ionenstrahlen und Vielfach-Elektronenstrahl-Anlagen.

Nachdem in jüngster Zeit erhebliche Fortschritte auf dem Gebiet der Atomoptik gelangen, war es naheliegend zu untersuchen, ob sich auch Atomstrahlen zur Herstellung von Nanostrukturen eignen. Dabei wurden in kürzester Zeit entscheidende Erfolge bei der Herstellung von Strukturen im Bereich weit unterhalb 100 nm erzielt. Die neuen Methoden werden heute unter dem Namen Atomlithographie zusammengefaßt. Es sind einerseits Verfahren entwickelt worden, die „lithographisch“ im ursprünglichen Wortsinne arbeiten, indem sie wie die 200 Jahre

alte Steindrucktechnik die Benetzungseigenschaften einer geeigneten Oberfläche verändern. Andererseits kann man Atomlithographie auch direkt im Wachstumsprozeß einer Schicht einsetzen. Hier eröffnen sich neue Perspektiven für die konventionelle Molekularstrahlepitaxie bzw. für Aufdampfverfahren.

Wir wollen in diesem Bericht die neue Methode der Atomlithographie mit ersten Ergebnissen vorstellen und ihr Potential kritisch analysieren. Weil in der Atomoptik Lichtkräfte eine wichtige Rolle spielen, soll deren Prinzip zu Beginn kurz zusammengefaßt werden.

## 2. Lichtkräfte in der Atomoptik

Die Atomoptik [1, 2] hat ihren eigentlichen Anfang mit den Arbeiten von Stern und Frisch [3, 4] genommen, aber bis vor kurzem darunter gelitten, daß weder geeignete Quellen für Atomstrahlen mit schmaler Geschwindigkeitsverteilung („monochromatisch“) noch atomoptische Komponenten mit hinreichender Beugungseffizienz, Brechkraft oder Reflektivität bekannt waren. Die Elektronen- und Ionenoptik konnte dagegen mit großem Erfolg entwickelt werden, weil sich geladene Teilchenstrahlen mit konventionellen elektromagnetischen Feldern gut manipulieren lassen.

Für die Atomoptik hat sich die Situation durch die gezielte Nutzung von Lichtkräften, über die auch in den Physikalischen Blättern schon berichtet wurde [5], grundsätzlich geändert. Ihre Wirkung beruht darauf, daß die Atome wiederholt Photonen aus einem intensiven Laserstrahl absorbieren und wieder emittieren. Die Art der Emission, spontan oder stimuliert, führt dabei zu zwei grundsätzlich verschiedenen Typen von Lichtkräften: der Spontankraft und der auf stimulierten Prozessen beruhenden Dipolkraft.

Die dissipative Spontankraft, auch Strahlungsdruckkraft genannt, ermöglicht die La-

---

Dr. Dietmar Haubrich, Prof. Dr. Dieter Meschede, Institut für Angewandte Physik, Universität Bonn, Wegeler Str. 8, D-53115 Bonn, email: sek@iap.uni-bonn.de – Dr. Tilman Pfau, Prof. Dr. Jürgen Mlynek, Fakultät für Physik, Universität Konstanz, Universitätsstr. 10, D-78464 Konstanz, email: juergen.mlynek@uni-konstanz.de

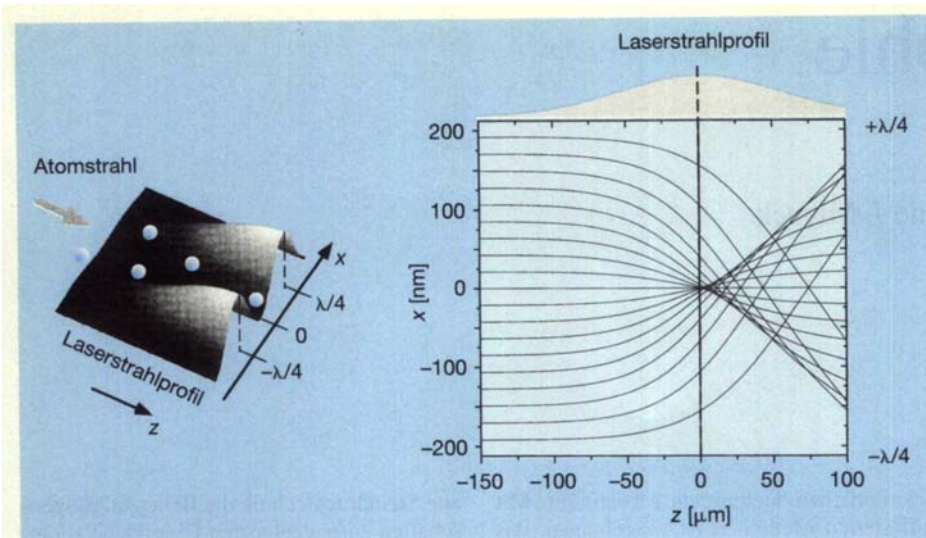


Abb. 1: Simulation der Trajektorien von Cäsium-Atomen in einer durch ein optisches Stehwellenfeld bei  $\lambda = 852,1$  nm induzierten Linse. In diesem Beispiel sind die Parameter der Stehwelle so gewählt, daß die Fokalebene im Maximum des einhüllenden Gaußschen Laserstrahlprofils liegt. Der Atomstrahl wurde hier als monochromatisch ( $v = 300$  m/s) und perfekt kollimiert angenommen.

serkühlung und läßt sich daher in der Atomoptik zur Erhöhung der Kohärenz der „Lichtquellen“, also der verwendeten Atomstrahlen, einsetzen. So kann beispielsweise die Breite der transversalen Geschwindigkeitsverteilung der Atome im Strahl minimiert werden, ohne den atomaren Fluß durch eine entfernte Blende zu reduzieren. Mit Laserkühlverfahren wird die transversale Geschwindigkeitsbreite der Atome auf wenige cm/s eingengt, so daß die Divergenz des Strahls bei einer Erhöhung des Flusses leicht auf Werte kleiner als 0,4 mrad reduziert werden kann. Mit Spontanlichtkräften läßt sich auch die longitudinale Geschwindigkeitsbreite einengen und damit die Kohärenz der Atomstrahlen weiter verbessern [6, 7].

Die zweite für die Atomoptik relevante Lichtkraft ist die konservative Dipolkraft. Sie ist auf das Dipolmoment zurückzuführen, das in einem Atom induziert wird, wenn man es in ein Lichtfeld bringt. Die daraus resultierende Polarisationsenergie führt in inhomogenen Lichtfeldern zu einer konservativen Kraft auf die Atome. Falls der Betrag der Laserverstimmung  $\Delta = \omega_L - \omega_{At}$  groß ist gegenüber der spontanen Zerfallsrate  $\Gamma$  eines atomaren Übergangs, wird die Dipolkraft näherungsweise durch

$$F_{dip} = -\frac{\hbar \Gamma^2}{8\Delta} \frac{\nabla I(x)}{I_{sat}}$$

beschrieben, wobei  $I_{sat} = \pi \hbar c \Gamma / 3 \lambda^3$  die Sättigungsintensität des Übergangs ist.

Diese Ortsabhängigkeit der Dipolkraft von der Intensität ermöglicht es, einfache atomoptische Komponenten, wie z. B. Linsen, zu konstruieren.

In einer laufenden Laserlichtwelle gibt es Intensitätsgradienten aufgrund des Laserstrahlprofils, wohingegen es z. B. in einer eindimensionalen optischen Stehwelle aufgrund von Interferenzeffekten zu einer Modulation der Intensität  $I(x) = I_0 \sin^2(kx)$  auf der Skala der Wellenlänge  $\lambda = 2\pi/k$  des Lichtes kommt.

Die Dipolkraft hängt außerdem vom Vorzeichen von  $\Delta$  ab: Bei blauer (roter) Laserverstimmung, d. h.  $\Delta > 0$  ( $\Delta < 0$ ), wird das Atom in Richtung der Intensitätsminima (-maxima) beschleunigt. Für eine blauverstimmte Stehwelle ist das Dipolpotential in der Umgebung der Intensitätsknoten harmonisch, so daß es auf einen transversal zur Stehwelle

einlaufenden Atomstrahl wie eine periodische Anordnung von Zylinderlinsen wirkt. Das Prinzip der Fokussierung eines Atomstrahls mit einer stehenden Lichtwelle wurde 1992 in Konstanz demonstriert. Dabei wurde nur ein Bauch einer Stehwelle großer Periode als Atomlinse eingesetzt [8].

In Abb. 1 haben wir die Wirkung der Dipolkraft in einer einzelnen Halbwelle des Stehwellenfeldes auf atomare Trajektorien dargestellt. Die harmonische Variation des Potentials in der Nähe der Knotenebene wirkt wie eine Gradienten-Index-Linse und drückt sich in der Fokussierung der Trajektorien aus. Bei größerem Abstand von der Knotenebene bemerkt man aber auch schon sphärische Linsenfehler, die die Fokussierbarkeit eines parallelen Bündels von Atomstrahlen beschränken. Die experimentellen Parameter geben uns genügend Spielraum, um die Mikrolinsen der Stehwelle als „dicke“ Linsen zu betreiben, bei denen der Fokus in der Linse selbst liegt. Tatsächlich erzielt man besonders günstige Verhältnisse, wenn man den Fokus genau ins Zentrum des einhüllenden Profils der Stehwelle legt. Dabei wird auch die chromatische Aberration soweit reduziert, daß man sogar für thermische Atomstrahlen mit großer longitudinaler Geschwindigkeitsbreite eine gute Fokussierung erzielt. Die Fokussierung in einer Stehwelle ist auch bei Rotverstimmung ( $\Delta < 0$ ) möglich, bei der es im wesentlichen zu einer Inversion des Potentials kommt, da die Rolle von Knoten und Bäuchen vertauscht wird.

In der einfachsten Form der Atomlithographie können wir also optische Stehwellenfelder als Mikrolinsfelder benutzen, um Atome in einem parallelen Prozeß in periodischen Strukturen abzuscheiden.

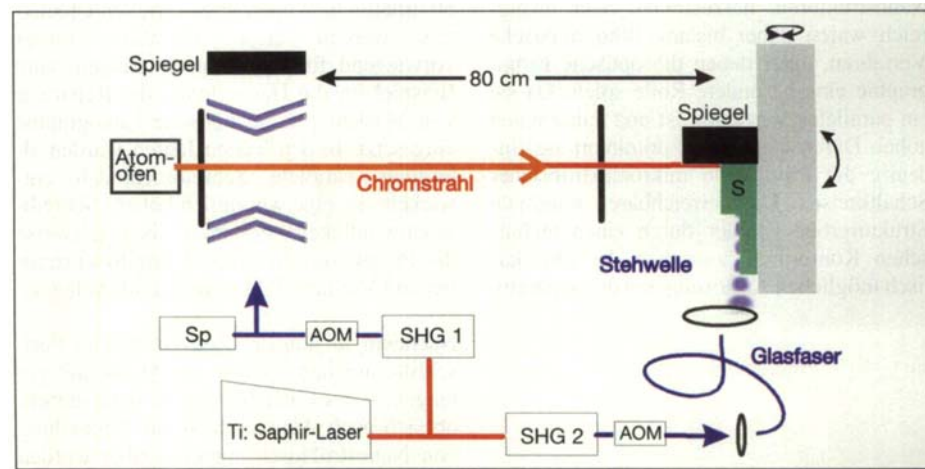


Abb. 2: Experimenteller Aufbau für die Lichtkraftlithographie mit neutralen Chromatomen. Durch Frequenzverdopplung (SHG) eines Ti:Saphir-Lasers erreichen wir etwa 300 mW Lichtleistung im Blauen (425 nm), die zum einen zur transversalen Strahlkollimation und zum anderen zur Erzeugung des Interferenzmusters eingesetzt wird. Das Lasersystem ist auf eine Spektroskopiezelle (Sp) frequenzstabilisiert und wird durch akusto-optische Modulatoren (AOM) definiert in der Frequenz verschoben. Das zu belichtende Substrat (S) wird in das Stehwellenfeld eingebracht. Der Chromstrahl hat am Substrat eine Breite von einigen mm und überstreicht viele Wellenlängen der Stehwelle.

### 3. Erzeugung von Nanostrukturen mit Atomstrahlen

Um mit Hilfe von Atomstrahlen und Lichtkräften eine Struktur zu erzeugen, reicht es noch nicht aus, Atome mit hoher Präzision an einen vorgewählten Ort auf einer Oberfläche zu steuern. Die Wechselwirkung zwischen Atom und Oberfläche muß darüber hinaus auf den Auftreffpunkt des Atoms begrenzt sein, weil sonst die Strukturgröße ähnlich wie bei der laserinduzierten Abscheidung aus der Gasphase durch Diffusion begrenzt wird. Für den Erfolg der Atomlithographie ist deshalb die richtige Kombination von Atomstrahl und Oberfläche entscheidend, um hohe räumliche Auflösung zu erreichen. Die Zusammenarbeit von Physikern und Chemikern spielt hierbei eine wichtige Rolle.

#### Direkte Abscheidung aus dem Atomstrahl

Am Anfang der Atomlithographie stehen Experimente von zwei Arbeitsgruppen aus den Vereinigten Staaten, in denen Atome aus einem thermischen Strahl direkt in einer periodischen Nanostruktur abgeschieden wurden. Eine wesentliche Voraussetzung für den Erfolg war hier, wie auch in unseren weiter unten beschriebenen Experimenten, daß der Atomstrahl mit Lichtdruckkräften transversal kollimiert wurde.

In den ersten Experimenten von Timp et al. [9] wurde Natrium unter dem Einfluß einer Stehwelle mit der Wellenlänge der D<sub>2</sub>-Linie (589 nm) auf einer Glasoberfläche abgeschieden. Die Probe ließ sich nicht aus dem Vakuum entfernen, so daß die Autoren die periodische Struktur nur indirekt durch Beugung eines Helium-Neon-Laserstrahls nachweisen konnten. Das Problem der chemischen Unbeständigkeit wurde kurze Zeit später am NIST in Gaithersburg überwunden, indem statt der reaktiven Alkali-Atome Chrom benutzt wurde. Mit einem thermischen Atomstrahl konnten McClelland et al. [10] Chromlinien im erwarteten Abstand von  $\lambda/2 = 213$  nm über mehrere Millimeter einer Probe hinweg schreiben. Später gelang es dort auch, zweidimensionale quadratische Punktgitter zu schreiben [11].

Chrom ist technologisch attraktiv, weil es auch für konventionelle Methoden der Mikrolithographie häufig verwendet wird, z. B. als Maskenmaterial für Trockenätzverfahren. Es ist auch für die Atomlithographie sehr gut geeignet, da es ein einfaches elektronisches Termenschema ohne Fein- und Hyperfeinaufspaltung besitzt, das sich sehr gut für effektive Laserkühlverfahren eignet. Die entstehenden Strukturen sind sehr stabil und können problemlos mit einem Rastersonden- oder Elektronenmikroskop untersucht werden. Aus diesen Gründen haben wir uns in

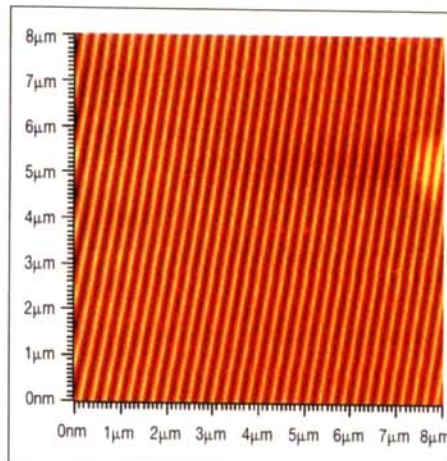


Abb. 3: Kraftmikroskopische Aufnahme der Chromlinien auf einem Siliziumsubstrat. Die Breite der Linien beträgt etwa 63 nm, die Periode 212,8 nm. Die Linienstrukturen erstrecken sich über eine Fläche von ca. 1 mm × 100 µm [12].

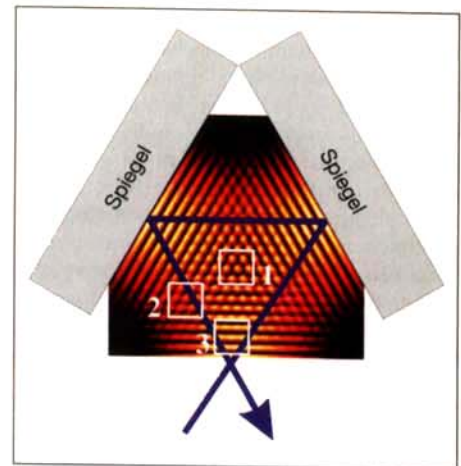


Abb. 4: Berechnete hexagonale Interferenzstruktur dreier Laserstrahlen, die durch zweifache Reflexion erzeugt wurde. Durch die unterschiedlichen Intensitäten der interferierenden Laserstrahlen entstehen in den Regionen 1, 2 und 3 unterschiedliche Strukturen in der Lichtmaske. Zur Verdeutlichung der Strukturen wurde die Wellenlänge des Lichts in der Berechnung stark vergrößert. Im Experiment propagiert der Atomstrahl senkrecht zur Bildebene durch diese Lichtmaske auf das darunterliegende Substrat.

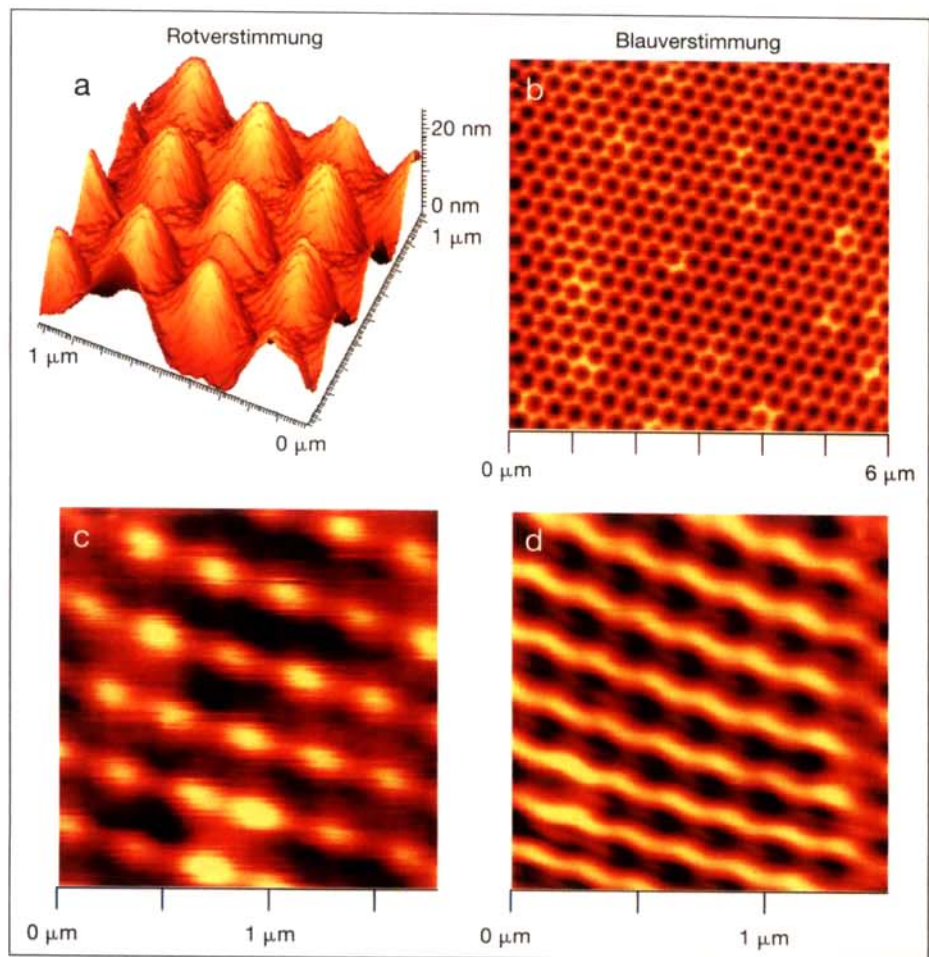


Abb. 5: Kraftmikroskopische Aufnahmen von a) hexagonalen Punkt- und b) Wabenstrukturen sowie c) Perlenketten- und d) Zickzackstrukturen. Die geschriebenen Strukturen wurden nur durch Veränderung der Laserfrequenz von 120 MHz unterhalb (a und c) nach 280 MHz oberhalb (b und d) der atomaren Resonanz invertiert [13].

Konstanz ebenfalls für dieses Element entschieden und damit zunächst die periodischen Linienstrukturen reproduziert (vgl. Abb. 2 und 3) [12]. Zur Kollimation des Atomstrahls wurde eine eindimensionale transversale Laserkühlung eingesetzt, mit der sich der Divergenzwinkel des Atomstrahls deutlich unter 1 mrad senken ließ. Die gezeigten Strukturen wurden dann in typischerweise 15 Minuten Belichtungszeit aufgedampft. Die Höhe des homogenen Untergrunds betrug danach genau wie die eigentliche Strukturhöhe etwa 25 nm.

Danach haben wir die Interferenzstruktur von einer einfachen stehenden Lichtwelle aus zwei gegenläufigen Strahlen in die zweite Dimension erweitert. Dazu wurden drei Laserstrahlen zur Interferenz gebracht, was bei linearer Polarisation senkrecht zur Propagationsebene der Laserstrahlen zu einem hexagonalen Interferenzmuster führt. Experimentell wurde dies durch zweifache Reflexion eines Laserstrahls von zwei Spiegeln unter 60° erreicht (siehe Abb. 4).

Das entstehende Interferenzmuster zeigt im Zentrum hexagonal angeordnete Intensitätsmaxima, was bei roter Verstimmung des Laserlichts gegenüber dem atomaren Übergang gerade einem Feld von hexagonal angeordneten Mikrolinsen im Abstand von  $2/3 \lambda = 284 \text{ nm}$  für die Atome entspricht. In den Randbereichen interferieren die drei Laserstrahlen aufgrund ihrer endlichen Strahldurchmesser von  $80 \mu\text{m}$  mit unterschiedlichen Intensitäten. Dies führt zu neuen Strukturen, die z. B. an lineare Perlenketten oder an Zickzacklinien erinnern. Nachdem wir unseren Atomstrahl auch in zwei Dimensionen durch eine Dreistrahlordnung transversal gekühlt hatten, konnten wir diese unterschiedlichen Strukturen auf einem Substrat abscheiden. Dabei gelang es uns auch, durch Veränderung der Laserstimmung von unterhalb (rot) nach oberhalb (blau) der atomaren Resonanz die Strukturen zu invertieren. Zum Beispiel fanden wir für Rotverstimmung im Zentrum der Interferenzstruktur hexagonal angeordnete Punkte, während für Blauverstimmung eine Wabenstruktur entstand. Auch die Perlenkette und die Zickzacklinien sind in Abb. 5 zu sehen [13]. Bei diesen ersten Versuchen lag die Linienbreite bei etwa  $100 \text{ nm}$  und die Periodizität bei  $284 \text{ nm}$ . Durch systematische Optimierung der Strukturierungsparameter sollten jedoch Auflösungen von 10 bis  $20 \text{ nm}$  möglich sein.

In der hier beschriebenen Methode wird das Wachstum einer Schicht in einer oder zwei Dimensionen durch Lichtkräfte kontrolliert. Das Substrat kann zudem während des Wachstumsprozesses bewegt werden, so daß das parallele Schreiben von sehr vielen identischen Strukturen innerhalb einer Periode des Lichtfeldes möglich ist. Es ist aber

durchaus denkbar, diese Kontrolle auch auf die dritte Dimension zu erweitern, indem man mehrere Atomsorten verwendet und die Quellflüsse zusätzlich regelt. Auf diese Weise könnten Übergitter auf der Skala der verwendeten Wellenlängen hergestellt werden, indem man die elementselektiven Lichtkräfte nutzt, um nur eine Komponente beim Wachstum einer Legierungsschicht zu manipulieren.

### Atomstrahlen und inerte Oberflächen

Liebblingsatome der Physiker, die sich mit Laserkühlung beschäftigen, sind die Alkaliatome (Na, Rb, Cs, ...) und metastabile Edelgasatome ( $\text{He}^*$ ,  $\text{Ne}^*$ ,  $\text{Ar}^*$ , ...), weil sie in einem effektiven Zweiniveausystem präpariert werden können und weil robuste Atomstrahlen und preiswerte Laserlichtquellen verfügbar sind. Diese Atome eignen sich wegen ihrer einfachen elektronischen Struktur auch besonders gut, um die Laserkühlung experimentell und theoretisch zu studieren. Sie schienen aber nutzlos für weitere An-

wendungen, weil sich wie im Experiment von Timp et al. [9] die Alkalistrukturen nicht ohne Verlust aus dem Vakuum entfernen ließen und weil man mit den Edelgasen erst gar keine Strukturen abscheiden konnte.

In einer Gemeinschaftsarbeit von Chemikern und Physikern der Harvard-Universität wurde dieser Nachteil wettgemacht. Die Gruppe entdeckte, daß man mit metastabilen Argon-Atomen eine hydrophobe selbst-aggregierte Monolage (SAM) aus organischen Molekülen – die eine extrem inerte Oberfläche darstellt – lokal begrenzt so verändern kann, daß sich eine geschriebene Struktur anschließend mit chemischen Verfahren in die darunter liegende Schicht übertragen läßt [14]. Die zur Veränderung des organischen Resists nötige Dosis betrug in diesem Experiment etwa 10 metastabile Argon-Atome pro SAM-Molekül.

An der Universität Konstanz haben wir ähnliche Experimente mit metastabilen Helium-Atomen durchgeführt und mit kleineren

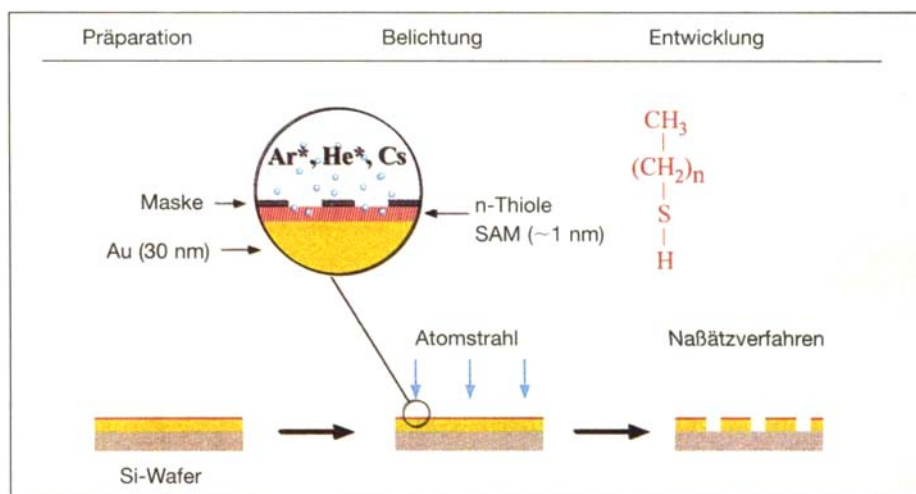


Abb. 6: Prozessschritte bei der Lithographie mit Atomstrahlen und inerten organischen Monolagen. Zwischen dem Silizium-Wafer und der Goldschicht befindet sich eine etwa 1 nm dicke Chromschicht als Haftvermittler. Die selbstanordnende Monolage bildet sich nach dem Eintauchen des Wafers in eine Thiollösung innerhalb von etwa 24 Stunden aus. Nach der Belichtung wird die erzeugte Struktur durch ein naßchemisches Ätzverfahren in die Goldschicht übertragen.

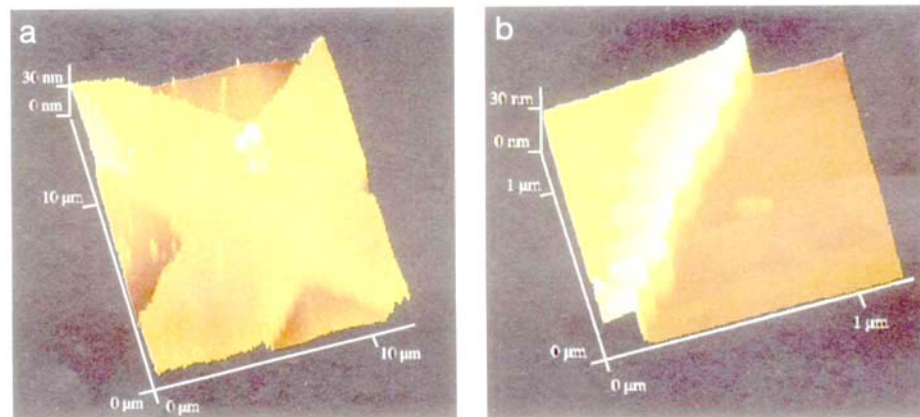


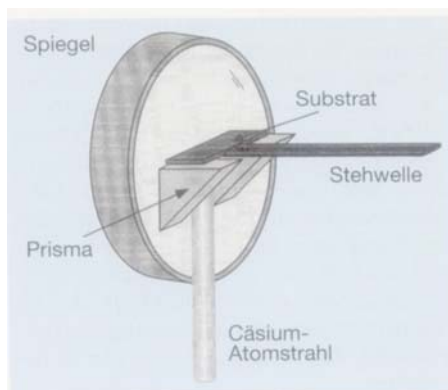
Abb. 7:a) Kraftmikroskopische Aufnahme des Kontaktabdruckes eines Nickelgitters (Periode  $12,5 \mu\text{m}$ ) durch die Belichtung mit  $\text{He}^*$ -Atomen. b) Ein Ausschnitt zeigt eine Kantschärfe von  $30 \text{ nm}$ , was der Dicke der verwendeten Goldschicht entspricht.

Dosen höhere Auflösungen erzielt [15]. Die Probe wurde durch Eintauchen eines goldbeschichteten Siliziumwafers in eine Lösung von Dodekanthiol ( $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{11}\text{SH}$ ) präpariert. Anschließend wurde sie mit einem kommerziellen Nickelnetz mit Öffnungen von  $8,5 \mu\text{m}$  Kantenlänge bedeckt und dann ca. 10 min lang mit metastabilen Heliumatomen „belichtet“ (Abb. 6). Die freiwerdende hohe innere Anregungsenergie ( $20 \text{ eV}$ ) der  $\text{He}^*$ -Atome beschädigt den Resist. Bei einer Dosis, die nur  $0,3$  Helium-Atomen pro Thiol-Molekül entspricht, konnte die Struktur des Nickel-Gitters durch Ätzen in die unter der SAM-Schicht liegende Goldschicht übertragen werden (siehe Abb. 7). Die Kantenschärfe entsprach mit eindrucksvollen  $30 \text{ nm}$  genau der Dicke der amorphen Goldschicht [15], so daß die Vermutung nahe liegt, daß die Auflösung durch den isotropen Ätzprozeß beschränkt ist.

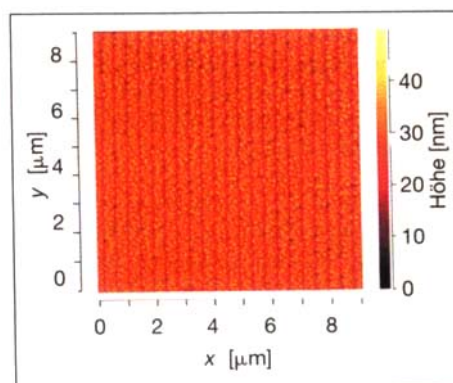
Wir sind anschließend dem auch schon von unseren amerikanischen Kollegen geäußerten Verdacht nachgegangen, daß eine analoge Strukturierung auch mit Alkali-Atomen zu erreichen sei. Dazu haben wir einen Atomstrahl an der Universität Bonn mit der Präparationstechnik der Universität Konstanz kombiniert, um die Experimente mit Cäsium-Atomen auszuführen. Schon nach kurzer Zeit ist es uns gelungen, auch mit einem Cäsium-Atomstrahl die SAM-Schichten so zu verändern, daß sich mit dem Ätzverfahren die Struktur der Maske in die Goldschicht übertragen ließ [16]. Die besten Ergebnisse wurden mit einer SAM-Schicht aus den kürzeren Nonanthal-Molekülen ( $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_8\text{SH}$ ) erzielt. Die Kantenschärfe war mit  $40 - 50 \text{ nm}$  etwas geringer als bei den Experimenten mit  $\text{He}^*$ , lag aber noch immer deutlich unterhalb der interessanten Grenze von  $100 \text{ nm}$ . Mit  $5 - 9$  Cäsium-Atomen pro Thiol-Molekül lag die erforderliche Dosis zwar deutlich über der  $\text{He}^*$ -Methode, dieser Nachteil wird aber dadurch wettgemacht, daß Cäsium-Atomstrahlen mit hoher Flußdichte leicht zu betreiben sind. Ähnliche Ergebnisse mit Cäsium wurden unabhängig von unseren Arbeiten in den USA erzielt [17].

Unser Verständnis für die Prozesse, die zu einer Veränderung der hydrophoben Eigenschaften der SAM-Oberfläche führen, ist bei der Verwendung von Cäsium-Atomen eher noch geringer als bei den metastabilen Edelgasatomen. Die Wechselwirkung muß aber chemischer Natur sein, und die günstigeren Ergebnisse, die wir mit den kürzeren Nonanthalolketten erreicht haben, könnten darauf hinweisen, daß Defekte der organischen Monolage – die bei kürzeren Ketten häufiger werden [18] – eine wichtige Rolle spielen.

Während die bis hier vorgestellten Verfahren alle eine materielle Maske zur Strukturierung der SAM-Schichten benutzen (sog. proximi-



**Abb. 8:** Experimenteller Aufbau zur Fokussierung eines Cäsium-Atomstrahls in einer optischen Stehwelle. Die auf der Spiegeloberfläche befestigten Prismen sorgen für eine exakte Ausrichtung des Substrates.



**Abb. 9:** Kraftmikroskopische Aufnahme ( $9 \times 9 \mu\text{m}^2$ ) von periodischen Nanostrukturen in Gold, die durch Fokussierung eines thermischen Cäsium-Atomstrahls mit einer optischen Stehwelle in einen Resist hergestellt wurden. Auf einer Fläche mit einem Durchmesser von ca.  $1 \text{ mm}$  wurden mehr als  $2000$  Linien in einem parallelen Prozeß erzeugt.

ty printing), haben wir in Bonn damit begonnen, eine immaterielle Maske in Form einer optischen Stehwelle zur periodischen Strukturierung der Schichten einzusetzen.

Wir benutzen dabei einen thermischen Cäsium-Atomstrahl, der mit Lichtkräften transversal gekühlt wird und einen Durchmesser von  $1 \text{ mm}$  besitzt. Die optische Stehwelle wird durch Reflexion eines Laserstrahls mit  $160 \text{ mW}$  Lichtleistung bei  $852,1 \text{ nm}$  (Cäsium  $D_2$ -Linie) an einem in der Vakuumapparatur montierten Spiegel erzeugt. Die Frequenz der Stehwelle ist um  $+12,1 \text{ GHz}$  gegenüber dem Cäsium-Übergang aus dem Grundzustand ( $^2S_{1/2}, F=4$ ) in den angeregten Zustand ( $^2P_{3/2}, F=5$ ) verstimmt. Da die Spiegeloberfläche die Position von Knoten und Bäuchen der Stehwelle definiert, wird die zu belichtende Probe senkrecht zur Spiegeloberfläche und senkrecht zum Atomstrahl fixiert (Abb. 8). Dabei liegt die Probenoberfläche in der Mitte des die Stehwelle erzeugenden Gaußschen Laserstrahlprofils. Nach Belichtungs-

zeiten von  $6$  bis  $8$  Minuten werden die Proben aus der Apparatur entnommen und anschließend geätzt.

Der erwartete Linienabstand von  $426 \text{ nm}$  ( $2347 \text{ Linien/mm}$ ) erlaubt eine einfache Untersuchung der Probe, da die Struktur als Beugungsgitter für sichtbares Licht genutzt werden kann. So läßt sich die spektrale Zerlegung einer Weißlichtquelle mit bloßem Auge beobachten. Durch Beugung eines Helium-Neon-Laserstrahls an dem Gitter wurde die Periode zu  $426,4 \pm 0,7 \text{ nm}$  bestimmt.

In Abb. 9 ist eine Rasterkraftmikroskopie-Aufnahme der erzeugten Strukturen zu sehen. Die Breite der in die Goldoberfläche geätzten Gräben beträgt etwa  $120 \text{ nm}$ . Durch eine systematische Variation der experimentellen Parameter sollte es gelingen, die Auflösung unter  $100 \text{ nm}$  zu verbessern.

Mit den hier beschriebenen Experimenten haben wir eine lithographische Methode demonstriert, in der im Vergleich zum analogen optischen Prozeß die Atomstrahlen die Rolle des Lichtes und die organischen Monolagen den Platz des Resists übernommen haben. Sicher spielt das Beugungslimit der Atomstrahlen auf der Skala von  $50 \text{ nm}$  keine Rolle, und auch die extrem dünne Monolage ( $\approx 1 \text{ nm}$ ) bietet Vorteile, weil sie Probleme mit der Tiefenschärfe eines Abbildungssystems vermeidet.

Es gibt weitergehende Ideen, die inneren Freiheitsgrade von Atomen zur Strukturbildung zu nutzen [19]. Beispielsweise kann man durch Laseranregung den Zerfall der metastabilen Atome in den Grundzustand auslösen und dadurch die Wechselwirkung mit der Oberfläche unterdrücken. Die Anregung läßt sich ferner lokal begrenzen, indem man mit inhomogenen Magnetfeldern die Resonanzfrequenz räumlich kontrolliert. Auf diese Weise ließen sich sehr komplexe Strukturen direkt herstellen.

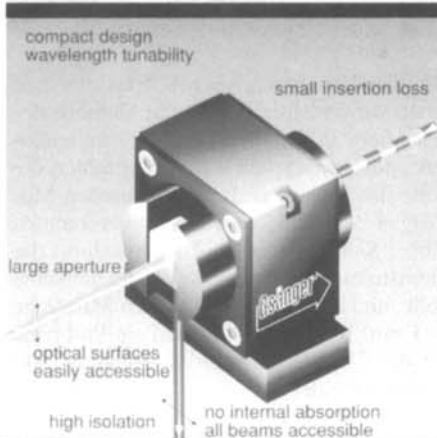
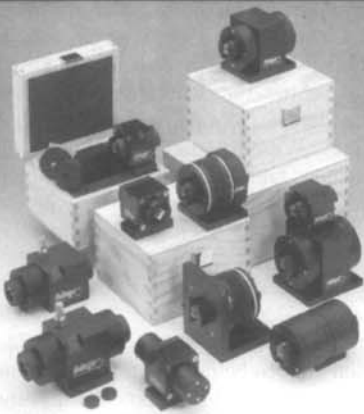
Mit den SAMs ist auch ein erster Film für die Projektionslithographie mit Atomen vorhanden, die wir auf einer viel größeren Skala schon einmal demonstriert haben [20, 21]. Die SAM-Schichten stellen auch einen hochauflösenden Ortsdetektor für Atome zur Verfügung, mit dem zum Beispiel die Eigenschaften optischer Gitter [22] direkt untersucht werden können.

#### 4. Perspektiven

Die Experimente zur Atomlithographie haben bewiesen, daß sich die neue Methode zur Herstellung von Nanostrukturen bei Abmessungen von  $100 \text{ nm}$  und darunter eignet. Einerseits wurden ein- und zweidimensionale periodische Strukturen direkt aus einem Atomstrahl abgeschieden. Andererseits ist

# Gsänger

Ein Unternehmen der LINOS-Gruppe



## Faraday-Isolatoren

Faraday-Isolatoren mit einfachem Zugang zu allen optischen Teilstrahlen, hoher Extinktion und niedrigen Verlusten.

Universalisolator FR 500/1100 mit extrem weiter Wellenlängen-abstimmbarkeit.

DLI 1, 2, 3 für Diodenlaser mit >60 dB Isolation.

Serie FR xxx/4: Außenmaße nur  $\varnothing 14 \times 22$  mm und trotzdem 4 mm freie Apertur.

Spezialisolatoren für Laser von 200 nm bis 1600 nm. Fragen Sie nach unserer Idee für Ihre Anwendung.

Wir beraten Sie gerne und freuen uns auf Ihre Anfrage.

**Gsänger Optoelektronik GmbH**

Robert-Koch-Straße 1a  
D-82152 Planegg  
Telefon (089) 859-56 21  
Telefax (089) 859-78 75  
100432.1656 @ compuserve.com  
<http://ourworld.compuserve.com/homepages/gsaenger>

Besuchen Sie uns an Stand H 18  
Halle 2 auf der LASER '97

bereits grundsätzlich gezeigt worden, daß die bekannten Verfahren der Mikrolithographie – *proximity printing* und *projection printing* – auch mit dieser atomoptischen Methode realisiert werden können. Die Methode scheint robuster zu sein als ursprünglich angenommen, und sie hat eine relativ hohe Schreibgeschwindigkeit, weil Flächen mit cm-Dimensionen parallel beschrieben werden können. Weder die Materiewellenlängen der verwendeten Atomstrahlen noch die Tiefenschärfe stellen derzeit ein ernsthaftes Hindernis für die Erzielung hoher räumlicher Auflösung dar.

Eine besondere Stärke der Atomlithographie ist zweifellos der Einsatz von stehenden Lichtfeldern als immaterielle und geradezu perfekte Masken. Die damit bisher hergestellten ein- und zweidimensionalen, über große Bereiche exakten periodischen Muster können nach unseren Erfahrungen schon heute mit jedem mikroskopischen Längensstandard konkurrieren, da ihre Periode durch die gute Kenntnis der verwendeten Wellenlänge exakt definiert ist.

Eine besonders aufregende Perspektive, die die Atomlithographie bietet, ist die Möglichkeit, dreidimensional modulierte Schichten herstellen zu können. Zum Beispiel kann man hoffen, auf diesem Weg zu einem Übergitter mit dreidimensional periodisch moduliertem Brechungsindex zu gelangen, das die Herstellung sogenannter photonischer Kristalle für optische Wellenlängen erlaubt.

Die mit den Methoden der Atomlithographie bereits erreichte Auflösung von deutlich unter 100 nm ist zu einem großen Teil noch durch die Eigenschaften der verwendeten Atomstrahlen begrenzt. Während die Atomstrahlquellen in ihren Kohärenzeigenschaften heute eher noch einer Kerze oder einer Taschenlampe ähneln, könnte das kohärente „Licht“ eines Atomlasers [23], ganz neue Perspektiven hinsichtlich der Fokussierbarkeit in die Nähe der Beugungsgrenze bei 1 nm eröffnen.

### Danksagung

Wir bedanken uns für die finanzielle Unterstützung durch den SFB 513, „Nanostrukturen an Grenzflächen und Oberflächen“, das BMBF, vertreten durch den VDI, FKZ.: 13N6636, „Lichtkraft-Lithographie mit Atomen“ und das Optik-Zentrum Konstanz. Unsere Mitarbeiter Frank Lison, Melanie Kreis und Hans-Jürgen Adams in Bonn und Ulrich Drodofsky, Stephan Nowak, Jürgen Stuhler, Björn Brezger, Thomas Schulze und Michael Drewsen in Konstanz haben den Projekten mit großer Begeisterung zu den bisherigen Erfolgen verholfen. M. Grunze, Universität Heidelberg, hat uns über die Chemie von Thiol-Schichten aufgeklärt.

### Literatur

- [1] C. S. Adams, M. Sigel, J. Mlynek, Phys. Rep. **240**, 143 (1994)
- [2] T. Pfau, J. Mlynek, Phys. Bl. **50**, 45 (1994)
- [3] O. Stern, Z. Phys. **7**, 249 (1921)
- [4] O. R. Frisch, Z. Phys. **86**, 42 (1933)
- [5] W. Ertmer, Phys. Bl. **43**, 385 (1987); H. Wallis, W. Ertmer, Phys. Bl. **48**, 447 (1992)
- [6] W. Phillips, H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982)
- [7] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, M. Zhu, Phys. Rev. Lett. **54**, 996 (1985)
- [8] T. Sleator, T. Pfau, V. Balykin, J. Mlynek, Appl. Phys. B **54**, 375 (1992)
- [9] G. Timp, R. E. Behringer, D. M. Tennant, J. E. Cunningham, M. Prentiss, K. K. Berggren, Phys. Rev. Lett. **69**, 1636 (1992)
- [10] J. J. McClelland, R. E. Scholten, E. C. Palm u. R. J. Celotta, Science **262**, 877 (1993)
- [11] R. Gupta, J. J. McClelland, Z. J. Jabbour, R. J. Celotta, Appl. Phys. Lett. **67**, 1378 (1995)
- [12] U. Drodofsky, J. Stuhler, B. Brezger, Th. Schulze, M. Drewsen, T. Pfau, J. Mlynek, Microelectronic Engineering **35**, 285 (1997)
- [13] U. Drodofsky, J. Stuhler, Th. Schulze, M. Drewsen, B. Brezger, T. Pfau, J. Mlynek, eingereicht bei Appl. Phys. B
- [14] K. K. Berggren, A. Bard, J. L. Wilbur, J. D. Gillaspay, A. G. Helg, J. J. McClelland, S. L. Rolston, W. D. Phillips, M. Prentiss u. G. M. Whitesides, Science **269**, 1255 (1995)
- [15] S. Nowak, T. Pfau, J. Mlynek, Appl. Phys. B **63**, 203 (1996)
- [16] M. Kreis, F. Lison, D. Haubrich, D. Meschede, S. Nowak, T. Pfau, J. Mlynek, Appl. Phys. B **63**, 649 (1996)
- [17] K. K. Berggren, R. Younkin, E. Cheung, M. Prentiss, A. Black, G. M. Whitesides, D. C. Ralph, C. T. Black, M. Tinkham, Adv. Mat. **9**, 52 (1997)
- [18] M. Buck, M. Grunze, F. Eisert, J. Fischer, F. Träger, J. Vac. Sci. Technol. A **10**, 926 (1992)
- [19] A. P. Chu, K. K. Berggren, K. S. Johnson, M. G. Prentiss, Quant. Semiclass. Opt. **8**, 521 (1996)
- [20] W. G. Kaenders, F. Lison, A. Richter, R. Wynands, D. Meschede, Nature **375**, 214 (1995)
- [21] W. G. Kaenders, F. Lison, I. Müller, A. Richter, R. Wynands, D. Meschede, Phys. Rev. A **54**, 5067 (1996)
- [22] A. Hemmerich, T. Hänsch, Phys. Bl. **52**, 443 (1996)
- [23] M. O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend, W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **78**, 582 (1997)