

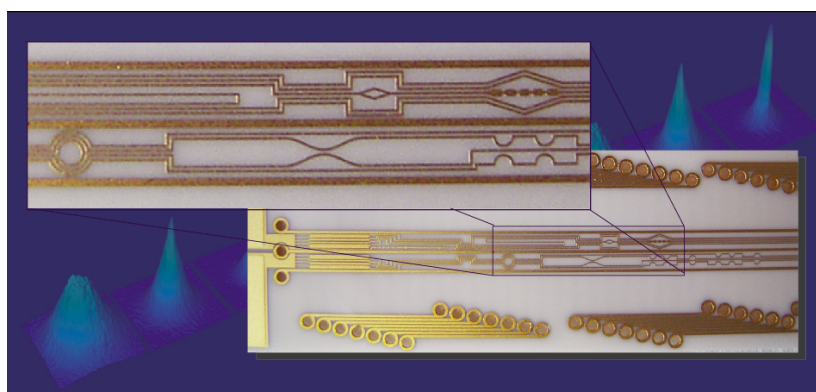
# Bose-Einstein-Kondensate in magnetischen Mikrofallen

Mit miniaturisierten Magnetfallen lassen sich atomare Materiewellen auf die verschiedensten Arten gezielt manipulieren.

József Fortágh und Claus Zimmermann

**Bose-Einstein-Kondensate in miniaturisierten Magnetfallen eröffnen faszinierende Möglichkeiten, atomare Materiewellen gezielt zu manipulieren. Möglicherweise stehen wir damit am Anfang einer neuen Quantentechnologie mit spannenden Anwendungen, von der Konstruktion besonders empfindlicher und kompakter Sensoren bis hin zur Realisierung eines „Atom-Chips“ für die Quanteninformationsverarbeitung. Ultrakalte Atome eignen sich auch als Sonde zur Untersuchung von Oberflächen – erste Experimente wiesen überraschenderweise ein anomales Magnetfeld an der Oberfläche gewöhnlicher Stromleiter nach.**

Moderne Quantentechnologie hat längst Einzug in den Alltag gehalten und begegnet jedem, der einen CD-Spieler bedient oder ein internationales Ferngespräch führt. Seien es nun Elektronen in den Laserdioden der optischen Datenspeicher oder Photonen, die in den Glasfasern der Telekommunikation auf die Reise geschickt werden – in beiden Fällen sind es quantenmechanische Teilchen, die in künstlichen Potentialen ihre Arbeit verrichten. Auch kompliziertere Teilchen wie Ionen lassen sich bereits seit Jahrzehnten in geeigneten Potentialen einfangen. Die Techniken sind inzwischen so weit perfektioniert, dass es sogar möglich ist, damit erste, allerdings noch sehr einfache Quantencomputer zu realisieren. Nimmt man noch die jüngsten Erfolge der Quantenkryptographie hinzu, so zeichnet sich ein Bild ab, das auch zukünftig spannende quantentechnologische Entwicklungen erwarten lässt. Hier möchten wir über ein weiteres Gebiet berichten, das ebenfalls gerade erst Dynamik entwickelt und ganz neuartige Methoden bereitstellt, künstliche Quantensysteme zu erzeugen und nutzbar zu machen. Ausgangspunkt ist das magnetische Speichern von Atomen in statischen magnetischen Feldern. Magnetfallen werden routinemäßig zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten (BEC) verwendet und beruhen auf der Kraft, die Atome in einem inhomogenen Magnetfeld erfahren. Bisher wurde das Fallen-Magnetfeld durch vergleichsweise große Spulen mit Abmessungen im cm-Bereich erzeugt. Die Potentiale sind dabei flach und über einen großen Raumbereich weitgehend parabolisch. Wesentlich steilere und räumlich interessantere Potentialformen kann man mit miniaturisierten elektromagnetischen Elementen erzeugen.



Für die Konstruktion solcher magnetischer Mikrofallen lassen sich dünne stromdurchflossene Drähte und mikrofabrizierte Leiterbahnen genauso verwenden wie permanentmagnetische Strukturen. Damit können fast beliebige Potentiale maßgeschneidert werden, deren räumliche Formen auf der  $\mu\text{m}$ -Skala variieren und die zudem noch zeitlich geschaltet und verändert werden können (Abb. 1). Dadurch eröffnen sich zahlreiche Möglichkeiten, um neuartige quantenmechanische Systeme zu konstruieren. Bereits teilweise realisierte Vorstellungen reichen von einfachen Wellenleitern, in denen sich Atome quantisiert bewegen, analog etwa zu Photonen in Glasfasern, über magnetische Förderbänder für Einzelatome oder Gruppen von Atomen bis hin zu komplizierten dreidimensionalen Strukturen, in denen sich atomare Wellenfunktionen gezielt zerlegen, manipulieren und interferieren lassen [1].

Neben hochempfindlichen interferometrischen Detektoren für Kräfte, Beschleunigungen und Rotationen regen vor allem mögliche Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung die Phantasie an. Einzelne Potentialtöpfe könnten gezielt angesteuert und Atome in benachbarten Töpfen miteinander in Kontakt gebracht werden. Die Wechselwirkung zwischen den Atomen ließe sich zur Erzeugung verschränkter Atompaare verwenden, um damit Quantengatter zu realisieren [2]. Um einzelne Potentialtöpfe mit einer genau bestimmten Atomzahl zu füllen, könnten Techniken übernommen werden, die kürzlich mit optischen Mikropotentialen demonstriert wurden und den so genannten Mott-Isolator-Übergang ausnutzen [3].

Die Vorstellung eines atomaren Mikrochips für die Quanteninformationsverarbeitung ist sicherlich faszinierend, es bedarf jedoch noch einiges an grundlegen-

**Abb. 1:** Mikroelektromagnete, an deren Oberfläche ultrakalte Atome, vor allem Bose-Einstein-Kondensate, transportiert und in speziell geformten Fallenpotentialen manipuliert werden. Die Magnete bestehen aus mikrofabrizierten Ag- und Cu-Leiterbahnen mit Breiten zwischen wenigen  $\mu\text{m}$  bis hin zu einigen hundert  $\mu\text{m}$ .

Dr. József Fortágh und Prof. Dr. Claus Zimmermann, Physikalisches Institut der Eberhard-Karls-Universität Tübingen, Auf der Morgenstelle 14, 72076 Tübingen

den Untersuchungen, bevor solche Experimente direkt angegangen werden können. Die Methoden, um Atome in die Mikrofallen zu laden, sind inzwischen weitgehend entwickelt. Die Atome werden zunächst in einer so genannten magnetooptischen Falle gesammelt und optisch auf Temperaturen von etwa  $100 \mu\text{K}$  vorgekühlt. Anschließend werden sie entweder mit magnetooptischen oder rein magnetischen Hilfspotentialen möglichst kontinuierlich und ohne zusätzliches Heizen in die Mikrofalle überführt. Dort wird mithilfe des so genannten Verdampfungskühlens bis zur Bose-Einstein-Kondensation weitergekühlt. Alternativ ist es möglich, ein komplettes Kondensat mit einer „optischen Pinzette“ in die Mikrofalle zu laden. Die Experimente werden im Ultrahochvakuum durchgeführt, um Stöße mit Fremdatomen und die dabei entstehenden Verlust- und Heizeffekte gering zu halten. Die Mikrostruktur befindet sich bei Raumtemperatur. Ihre Oberfläche ist nach unten gerichtet, sodass sich nach Abschalten des Fallenpotentials die Atome während des freien Falls optisch abbilden lassen. Aus solchen Fallzeitbildern ergeben sich Teilchenzahl und Impulsverteilung der Atome und daraus, unter Berücksichtigung der Eigenschaften des Fallenpotentials, die physikalischen Eigenschaften des atomaren Ensembles.

Nachdem die technologische Entwicklung mit der Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats in der Mikrofalle einen vorläufigen Höhepunkt erreicht hat, geht es in den aktuellen Experimenten darum, interessante Szenarien zu realisieren. Dabei stellen sich aus unserer Sicht im Wesentlichen drei Fragen, die wir in den folgenden Abschnitten näher beleuchten wollen. Zunächst ist zu klären, welche Möglichkeiten sich aus der Verwendung von Kondensaten als Ganzem ergeben. Ist es z. B. möglich, Kondensate kohärent aufzu-

teilen und wieder zusammenzufügen? Dies könnte in einer räumlichen Anordnung geschehen, die einem Mach-Zehnder-Interferometer ähnelt und in der sich ein Kondensat zunächst in einem röhrenförmigen Wellenleiter bewegt. Der Leiter spaltet sich dann in zwei Kanäle auf, die nachfolgend wieder zusammengeführt werden [1]. Es ist aber auch denkbar, das Kondensat mit einem zeitlich veränderlichen Doppelmuldenpotential zu trennen und nach einer bestimmten Zeit wieder zusammenzufügen [4]. Mit solchen Anordnungen ließe sich der Wellencharakter des Kondensats für die Konstruktion von integrierten Atominterferometern verwenden. Die zweite Frage bezieht sich auf die Verwendung einzelner Atome. Das Kondensat dient dann allenfalls als Reservoir, aus dem Atome, eines nach dem anderen, in den Wellenleiter ausgekoppelt werden und dort beispielsweise ein Interferometer durchlaufen. Die dritte aktuelle Frage betrifft den geringen Abstand der Atome zur Oberfläche der magnetfelderzeugenden Elemente, der optimalerweise nur wenige  $\mu\text{m}$  beträgt. Erste Experimente mit stromdurchflossenen Kupferleitern haben gezeigt, dass die Atome bereits bei Abständen von einigen  $100 \mu\text{m}$  von der Oberfläche auf diese reagieren. Dabei macht sich, völlig überraschend, ein Oberflächenpotential bemerkbar, das sich dem Mikrofallenpotential überlagert. Es rührt von einem bisher unbekanntem anomalen Magnetfeld her, das der Leiter offenbar produziert [5]. Die Atome erweisen sich hier als ideale Sonden für magnetische Kräfte in der Nähe von Oberflächen. In Fortsetzung dieser Experimente wäre es denkbar, kohärente atomare Materiewellen auf wesentlich allgemeinere Weise als Atommikroskop für Oberflächenuntersuchungen heranzuziehen. Damit ergibt sich unerwartet eine weitere spannende Perspektive für magnetische Mikrofallen.

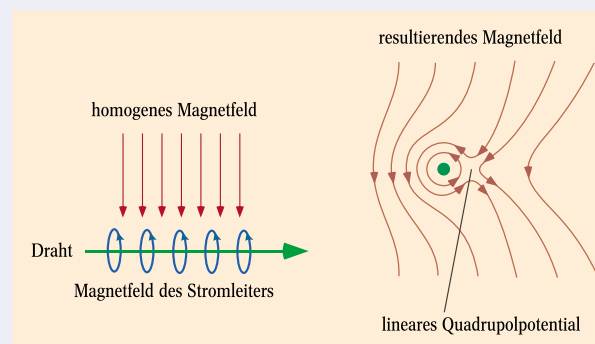
### Magnetische Mikropotentiale

Magnetische Fallen beruhen auf der Kraft  $F$ , die auf das magnetische Moment  $\mu$  des Atoms in einem inhomogenen Magnetfeld  $B(\mathbf{r})$  wirkt:  $F(\mathbf{r}) = \nabla(\mu B(\mathbf{r}))$ . Für genügend langsame Bewegungen des Atoms im Magnetfeld folgt die Orientierung von  $\mu$  der lokalen Richtung des Magnetfeldes und der Ausdruck vereinfacht sich zu  $F(\mathbf{r}) = \mu \nabla(B(\mathbf{r}))$ . Das Fallenpotential ist also direkt proportional zum Betrag des Magnetfeldes. Im Falle der in den aktuellen Experimenten verwendeten Alkaliatome wird das magnetische Moment durch das ungepaarte Valenzelektron in der s-Schale erzeugt. Es beträgt für den am stärksten gefangenen Hyperfeinstrukturzustand ein Bohrsches Magneton, was ausreicht, um das Atom bereits in moderaten Gradienten von einigen zehn G/cm gegen die Schwerkraft zu halten. In magnetischen Mikrofallen sind die Gradienten allerdings sehr viel größer und können Werte von bis zu  $10^6 \text{ G/cm}$  annehmen. Die

damit verbundene Kraft überschreitet die Schwerkraft um bis zu einen Faktor von  $10^5$ . Im einfachsten Fall besteht die Mikrofalle aus einem stromdurchflossenen dünnen Draht und einem dazu senkrecht orientierten homogenen Magnetfeld. Auf der einen Seite des Drahtes addiert sich das zirkulare Feld des Leiters

Draht, an dem das homogene Feld das Feld des Drahtes gerade kompensiert. Hier entsteht parallel zum Draht eine Linie mit verschwindendem Magnetfeld. Senkrecht zu dieser Nulllinie steigt der Feldbetrag zunächst linear an. Der Feldgradient erzeugt eine rücktreibende Kraft, die die Atome entlang der Nulllinie

ist der Feldgradient um die Nulllinie. Das homogene Feld kann zum Gradienten nichts beitragen, der daher ausschließlich durch das Drahtfeld zustande kommt. Der Betrag des Drahtfeldes wächst zum Draht hin mit  $1/d$  an, dessen Gradient also sogar mit  $1/d^2$ . Mit unendlich dünnen Drähten könnte man unendlich enge Potentialröhren für Atome erzeugen. In der Praxis ist man natürlich durch die Breite der Leiterbahn beschränkt. Unterschreitet der Abstand zum Draht die Breite der Leiterbahn, so wächst der Gradient nicht weiter an. Um die Atome auch in axialer Richtung entlang des Drahtes zu fangen, verwendet man ein weiteres Magnetfeld, dessen Hauptkomponente parallel zum Draht orientiert ist und das in seiner Stärke entlang des Drahtes variiert. Dadurch ist es nicht nur möglich, den Wellenleiter an den Enden zu verschließen, sondern auch zeitlich variable Potentialbarrieren zu erzeugen.



zum homogenen Feld, was insgesamt zu einer Felderhöhung führt. Auf der gegenüberliegenden Seite sind die Feldlinien entgegengesetzt gerichtet, und es gibt einen bestimmten Abstand  $d$  vom

gefangen hält. Die Lage der Nulllinie wandert näher an den Draht, wenn man den Strom im Draht verringert oder alternativ das homogene Feld erhöht. Entscheidend für die Stärke des Einschlusses

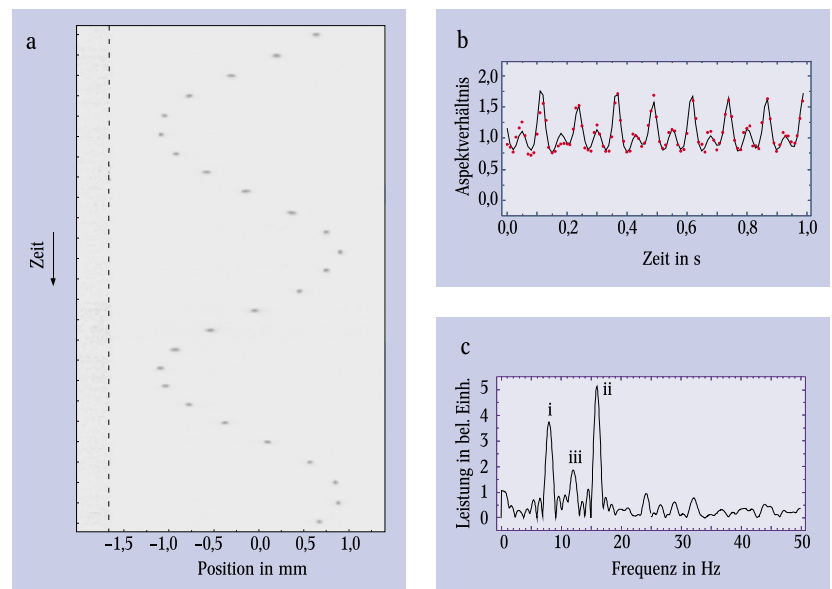
### Kondensate in Wellenleitern

Die aktuellen Experimente [6, 7] benutzen Leiterbahnen mit Breiten von einigen 100  $\mu\text{m}$  bis hinunter zu 1  $\mu\text{m}$ . Damit lassen sich zunächst vor allem langgestreckte harmonische wellenleiterähnliche Potentiale erzeugen, in denen die Atome in zwei Raumrichtungen (radial) stark eingeschlossen sind, wobei die Bewegung entlang der dritten Raumrichtung (axial) nahezu frei ist (siehe Infokasten „Magnetische Mikropotentiale“). In der quantenmechanischen Beschreibung erhält man für einzelne Atome diskrete Energieniveaus, genau so, wie man es für gebundene Teilchen im harmonischen Potentialtopf aus den Lehrbüchern kennt. Für die stark eingeschlossenen radialen Bewegungszustände beträgt der Energieabstand typischerweise 1–100 kHz (in Einheiten der Planckschen Konstante  $\hbar$ ). Dies entspricht Temperaturen von 0,05  $\mu\text{K}$  bis 5  $\mu\text{K}$  (gemäß  $\hbar\nu = k_B T$ ). Vergleicht man diesen Energieabstand mit der tatsächlichen Temperatur der Atome von weniger als einem  $\mu\text{K}$ , die man mit Standardmethoden leicht erreicht, so findet man, dass zumindest für besonders steile Potentiale praktisch nur der Grundzustand besetzt werden kann. Der radiale Bewegungsfreiheitsgrad friert also aus, und die Atome können sich nur noch in axialer Richtung bewegen. In dieser Richtung beträgt die Fallenfrequenz nur wenige Hz, und es stehen  $10^4$ – $10^5$  Zustände innerhalb der thermischen Energiebreite zur Verfügung. Dies zeigt aber auch, dass quantenstatistische Effekte zu erwarten sind, wenn mehr Atome in die Mikrofalle eingefüllt weder als axiale Zustände zu besetzen sind und somit Zustände doppelt besetzt werden müssen. In der Tat hat man es unter diesen Bedingungen für mehr als 10000 gefangene bosonische Rubidium-Atome dann auch typischerweise mit einem BEC zu tun (siehe Infokasten „Was sind Bose-Einstein-Kondensate?“). In diesen ist allerdings die Teilchendichte so hoch, dass die Wechselwirkung zwischen den Atomen eine entscheidende Rolle spielt. Das einfache Bild eines Atoms im Potentialtopf gilt nicht mehr, und wir müssen uns daher zunächst fragen, wie sich Kondensate in Mikropotentialen bewegen.

Abbildung 2 zeigt ein BEC, das in einem Wellenleiterpotential entlang der schwach gebundenen axialen Richtung periodisch schwingt<sup>1)</sup> [8]. Die Aufnahmen entstehen durch den Schatten, den das Kondensat in einem resonanten Laserlichtstrahl wirft und der mit einer Optik auf eine CCD-Kamera abgebildet wird. Aus den Bildern kann man die Form und die Position des Kondensats zu bestimmten Zeiten während der Schwingung ablesen. Allerdings wird etwa 20 ms vor der Aufnahme das Fallenpotential ausgeschaltet, wodurch das Kondensat im Schwerfeld der Erde nach unten fällt und dabei expandiert. Aus diesen Fallzeitbildern lässt sich auf die Form in der Falle zurückrechnen und das Achsenverhältnis der zylindersymmetrischen Kondensatswolke innerhalb des Wellenleiters angeben (Abb. 2a). Diese Methode ist nötig, da das Kondensat in der Falle kleiner sein kann als die durch die Wellenlänge des Laserlichts begrenzte optische Auflösung der Abbildung. Die Schwerpunktbewegung des Kondensats verläuft während der Lebensdauer des Kondensats praktisch ungedämpft periodisch mit einer Frequenz von etwa 8 Hz, wie man es aufgrund der Fallenform hier auch für ein einzelnes Atom erwarten würde. Das Fallenpotential ist jedoch nicht streng parabolisch, sondern ändert seine Krümmung leicht entlang der Bewegungsachse. Das Kondensat „fühlt“ damit während der Schwingung

eine zeitliche Änderung der Potentialkrümmung und wird dadurch periodisch gestreckt bzw. gestaucht. Da das Kondensat, ähnlich wie ein Flüssigkeitstropfen, selber ein schwingfähiges System ist, verläuft die Formänderung nicht einfach synchron zur Schwerpunktbewegung, sondern es entsteht eine Überlagerung von so genannten kollektiven Anregungen, bei denen die Form des Kondensats auf charakteristische Weise oszilliert (Abb. 2b). Die Dynamik lässt sich sehr gut theoretisch verstehen und numerisch simulieren [9] (durchgezogene Linie in Abb. 2b). Im Fourier-Spektrum des zeitlichen Verlaufs des Achsenverhältnisses erkennt man zunächst die Fallenfrequenz und deren Harmonische

1) Während der Lebensdauer des Kondensats (wenige s) klingt die Schwingungsamplitude nicht ab. Man kann deren Abklingdauer auf etwa 15 min abschätzen, was einer Güte von besser als 20000 entspricht. Damit lassen sich nichtlineare Effekte sehr genau untersuchen.



**Abb. 2:**  
 ▶ a) Periodische Bewegung eines BEC in einem horizontalen, an beiden Enden geschlossenen Wellenleiter nach Auslenkung aus der Ruhelage.  
 ▶ b) Das Verhältnis von Durchmesser und Länge eines Kondensats zu verschiedenen Zeiten der Schwingung. Die Gross-Pitaevskii-Gleichung (siehe Infokasten) beschreibt genau, wie sich dieses Aspekt-

verhältnis zeitlich ändert (durchgezogene Linie).  
 ▶ c) Die Fourier-Analyse ergibt – in guter Übereinstimmung mit der Theorie – die Frequenzen der Formschwingung bei der Fallenfrequenz  $\nu_0$  (i), ihrer ersten Harmonischen  $2\nu_0$  (ii), der durch die Schwerpunktbewegung offresonant angeregten Eigenfrequenz des Kondensats  $(5/2)^{1/2} \nu_0$  (iii) sowie deren Mischfrequenzen.

### Was sind Bose-Einstein-Kondensate?

Ein Gas aus identischen bosonischen Atomen lässt sich mit optischen und thermodynamischen Methoden auf extrem tiefe Temperaturen von 1  $\mu\text{K}$  und darunter abkühlen. Die Wellenfunktion eines einzelnen Atoms innerhalb des Gases dehnt sich dabei aufgrund der Orts-Impuls-Unschärfe immer mehr aus, da der Impuls des Atoms mit sinkender Temperatur immer mehr auf Werte in der Nähe von Null eingeschränkt wird. Ein prinzipiell neues Regime wird erreicht, wenn die Ausdehnung der Wellenfunktion den interatomaren Abstand überschreitet und sich benachbarte Atome nicht mehr vollständig durch ihre Position unterscheiden lassen. Ein Teil der Atome bildet dann einen gemeinsamen Quantenzustand aus, der durchaus mehrere Millionen Atome enthalten kann, die in allen Eigenschaften völlig identisch sind. Für diesen Zustand (Bose-Einstein-Kondensat) kann man

dann eine gemeinsame Wellenfunktion finden, die, genau wie diejenige für ein Atom, eine räumlich und zeitlich abhängige Phase hat. Die Wellenfunktion ist jetzt allerdings auf die Atomzahl normiert und gehorcht der so genannten Gross-Pitaevskii-Gleichung, die sich von der Schrödinger-Gleichung nur durch einen Energieterm unterscheidet, der die Wechselwirkung zwischen den Atomen berücksichtigt:

$$i\hbar \frac{d\Psi(\mathbf{r},t)}{dt} = \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) + g|\Psi(\mathbf{r},t)|^2 \right] \Psi(\mathbf{r},t)$$

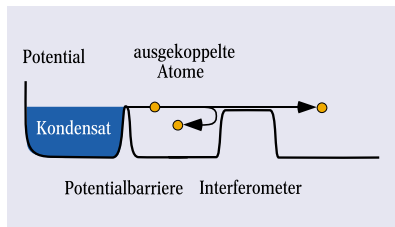
Der Term  $g|\Psi(\mathbf{r},t)|^2$  für die Wechselwirkung enthält die Teilchendichte der Atome und ist daher proportional zum Betragsquadrat der Wellenfunktion, was die Gleichung nichtlinear und damit besonders interessant macht. Eine Konsequenz ist die Möglichkeit kollektiver Schwingungen.

(Abb. 2c). Es ist aber auch deutlich eine weitere Resonanz bei 12,6 Hz zu sehen. Sie entspricht der niederfrequentesten Eigenschwingung des Kondensats, die hier nichtresonant angeregt wird. Bei größeren Amplituden der Schwerpunktsbewegung sind weitere kollektive Schwingungen zu beobachten, die sich unter anderem aus der Mischung der verschiedenen Schwingungsmoden ergeben. Dies ist ein Ausdruck der nichtlinearen Dynamik, die für ein Kondensat mit wechselwirkenden Teilchen typisch ist. Bei weiter gesteigerten Auslenkungen sagt die theoretische Analyse eine chaotische Dynamik voraus, die ansatzweise im Experiment auch beobachtet werden kann: Die Spektren werden vielfältiger und bilden Strukturen aus, die schließlich in ein kompliziertes Rauschen übergehen [8]. Diese Untersuchungen zeigen, dass es aufgrund der inneren Anregungen schwierig sein wird, die Dynamik des Kondensats in einer Mikrofalle vollständig zu kontrollieren. Eine Abweichung des Potentials von der Parabelform wird aber allgemein immer vorhanden sein, da die Konstruktion interessanter strukturierter Potentiale gerade die Attraktivität des Mikrofallenkonzepts ausmacht. Eine Möglichkeit, diese Schwierigkeiten zu umgehen, kann darin bestehen, Kondensate mit extrem schwacher Wechselwirkung zwischen den Atomen zu verwenden. Lässt sich diese gegenüber dem Mikrofallen-Potential vernachlässigen, gilt für jedes Atom einzeln die Schrödinger-Gleichung und damit die übliche Beschreibung eines Teilchens im Potentialtopf (siehe Infokasten „Was sind...?“).

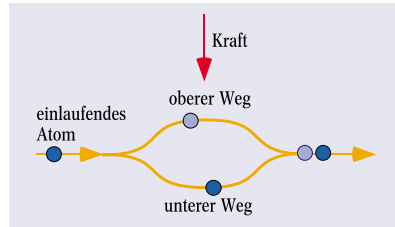
2) Auf dem Weg zu diesem Ziel wird derzeit in einigen Arbeitsgruppen mit zwei sich gegenüberstehenden Glasfasern experimentiert, die direkt auf den Chip montiert sind und deren Endfacetten einen optischen Resonator bilden [10]. Atome, die den Zwischenraum zwischen den Fasern passieren, wirken wie ein dielektrisches Medium, das den Resonator verstimmt oder zu optischen Verlusten führt.

### Integrierte Atomoptik mit Einzelatomen

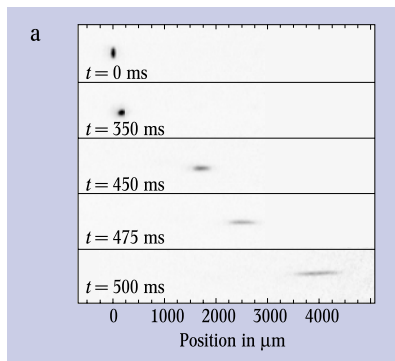
Ein anderer Ansatz für die Entwicklung einer integrierten Atomoptik könnte die Verwendung des Kondensats als Reservoir sein, aus dem einzelne Atome



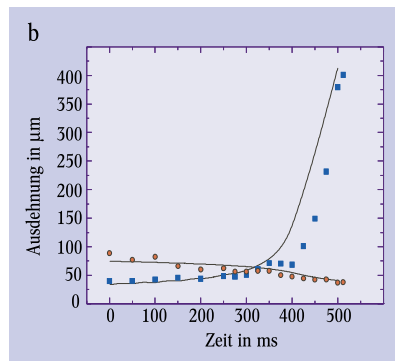
**Abb. 3:**  
► a) Beispiel für ein einfaches integriertes Atominterferometer (vgl. Text).



► b) Ein Mach-Zehnder-Interferometer für atomare Materiewellen (vgl. Text).



**Abb. 4:**  
► a) Einkopplung eines Bose-Einstein-Kondensats in einen Wellenleiter. Die Absorptionsbilder wurden nach 23 ms Fallzeit bei verschiedenen Stadien der Einkopplung aufgenommen. Die Änderung der Kondensatsform signalisiert, dass sich die Wechselwirkungsenergie verringert.



► b) Die radiale (rote Symbole) und axiale (blaue Symbole) Ausdehnung des Kondensats zu verschiedenen Zeiten des Einkoppelvorgangs stimmt gut mit der theoretischen Simulation überein [14] (durchgezogene Linie). Der Einkoppelvorgang ist genügend sanft, sodass keine kollektiven Anregungen auftreten.

gezielt in definierte Quantenzustände der Mikrofalle angeregt werden. Abbildung 3 zeigt zwei denkbare Szenarien. Im einfachsten Fall (Abb. 3a) dient das Kondensat als Quelle, die durch eine Potentialbarriere von einem Wellenleiter abgetrennt ist. Atome können über die Barriere in den Wellenleiter entkommen und bewegen sich dort mit einem gut definierten Impuls auf ein Kastenpotential zu, dessen Höhe knapp unterhalb der Bewegungsenergie liegt. In diesem Regime wirkt das Kastenpotential ähnlich wie ein optischer Resonator für Photonen. Atome werden nur die Barriere überqueren, wenn ihre Wellenfunktionen eine bestimmte Resonanzbedingung erfüllen, die von der Höhe und Breite des Kastenpotentials abhängt. Nichtresonante Atome werden reflektiert. Das Kastenpotential wirkt wie ein empfindlicher Impulsfilter. Man erhält ein integriertes atomares Interferometer, mit dem sich der Impuls der Atome sehr genau bestimmen lässt. Durch die Entwicklung solcher Interferometer ließen sich auch eventuell vorhandene Kräfte, die den Impuls der atomaren Schwerpunktsbewegung verändern, genau bestimmen. Damit hätte man einen einfachen Sensor für Kräfte, für Beschleunigungen und vermittels der Zentrifugalkraft auch für Drehungen realisiert.

Statt der Interferometerbarriere wäre auch ein räumliches Zwei-Wege-Interferometer denkbar (Abb. 3b). Wirkt seitlich zum Interferometer eine Kraft auf das Atom (z. B. die Schwerkraft), so wird es auf dem oberen Weg zunächst verzögert und dann beschleunigt, auf dem unteren Weg umgekehrt. Die gesamte Durchflugzeit ist damit auf dem oberen Weg länger als auf dem unteren. Gelingt es, eine atomare Materiewelle mit einem solchen Interferometer aufzuteilen und wieder zusammenzufügen, führt der Flugzeitunterschied in den beiden Wegen zu einem Phasenunterschied der beiden Teilwellen. Die atomare Welle interferiert dann am zweiten Strahlteiler entweder destruktiv oder konstruktiv mit sich selber und wird entsprechend reflektiert oder transmittiert. Schon mit kleinen Interferometerabmessungen von 100 µm ließe sich die Gewichtskraft eines Atoms mit fünfstelliger Genauigkeit messen. Wie man die dazu notwendigen Weichen realisieren könnte, die in der Lage sind, die atomare Wellenfunktion eines einzelnen Atoms kohärent aufzuteilen, wird derzeit intensiv untersucht. In solchen Szenarios zeigt sich die Bedeutung einer empfindlichen Nachweismethode für einzelne Atome in der Mikrofalle. In den bisherigen Experimenten mit Atomwolken wird die Falle einfach ausgeschaltet und die atomare Wolke durch ihren Schattenwurf in einem Laserstrahl abgebildet. Diese Methode funktioniert nur gut mit mindestens tausend Atomen und ist außerdem mit dem Verlust der Atome verbunden. Ideal wäre ein „on chip“-Atomdetektor, der einzelne Atome nachweisen kann und diese dabei so wenig beeinflusst, wie die Unschärferelation das zulässt.<sup>2)</sup>

Die Einkopplung einer verdünnten atomaren Materiewelle in einen Wellenleiter lässt sich bereits experimentell realisieren (Abb. 4). Ein Kondensat befindet sich dabei zunächst in einem Wellenleiter mit starkem radialen Einschluss und einem vergleichsweise flachen harmonischen axialen Fallenpotential ( $t = 0$  ms). Das axiale Potential wird dann kontinuierlich in ein Potential mit konstantem Gradienten überführt, bis das Gradientenfeld den axialen Einschluss bei  $t = 385$  ms kompensiert. Das Kondensat ist radial weiterhin stark gebunden, kann sich aber in axialer Richtung so weit ausdehnen, dass die Wechselwirkung zwischen den Atomen keine

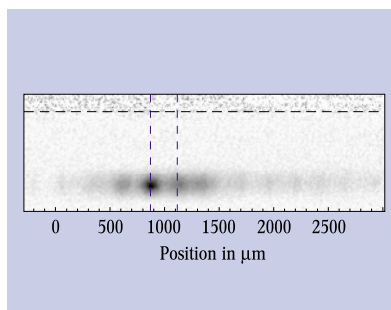
Rolle mehr spielt ( $t = 450, 475$  und  $500$  ms). Kollektive Anregungen treten nicht auf, und man erhält schließlich eine Wolke radial ausgefrorener Atome, die sich mit einer mittleren Geschwindigkeit von etwa  $50$  mm/s den Wellenleiter entlangbewegt. Die axiale Ausdehnung der Kondensats-Wellenfunktion nimmt dabei mit einer Geschwindigkeit von etwa  $5$  mm/s zu. Wichtig ist, dass es sich hier nicht um eine thermische Verteilung von Atomen handelt, sondern immer noch um ein Kondensat, d. h. alle Atome sind in allen Eigenschaften identisch und im selben Quantenzustand.

### Atome als Sonden für Oberflächen

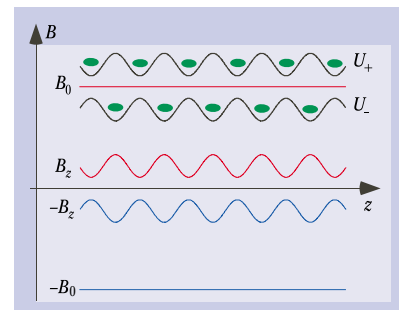
Je feiner die Stromleiter strukturiert sind, umso näher müssen sich die Atome an der Chipoberfläche bewegen, um den räumlichen Variationen der Mikropotentiale folgen zu können. Winzige Strukturen mit Abmessungen im  $\mu\text{m}$ -Bereich wird man anstreben, wenn man erreichen will, dass Atome zwischen zwei Potentialtöpfen tunneln können. Tunneln zwischen zwei Wellenleitern könnte z. B. verwendet werden, um einen kohärenten Strahlteiler zu realisieren. Mit möglichst kleinen Strukturen lassen sich außerdem hohe Fallenfrequenzen erreichen, die günstig sind, um atomoptische Experimente unempfindlicher gegen seismische und elektromagnetische Störungen zu machen, die typischerweise bei niedrigen Frequenzen im Bereich bis  $1$  kHz auftreten. Wie nahe kann man also die Atome an die Oberfläche bringen? Dies ist eine interessante Frage, da man es hier mit einem spektakulären Temperaturunterschied zu tun hat: Die Oberfläche der Leiterbahnen bei Raumtemperatur übersteigt die Temperatur der gefangenen Atome um etwa neun Größenordnungen bei einem Abstand von nur wenigen  $\mu\text{m}$ . Trotzdem beobachtet man bisher in den Experimenten keine Heizeffekte [11], jedoch Atomverluste [7]. Sie entstehen durch thermische Ladungsfluktuationen im Leiter, die ein zeitabhängiges Magnetfeld am Ort der Atome erzeugen. Das magnetische Moment der Atome kann durch das resultierende magnetische Hochfrequenzfeld seine Orientierung ändern und von einem gefangenen in einen ungefangenen Zustand übergehen [12]. Die Fluktuationen begrenzen die Lebensdauer der Atome in der Falle und damit die Dauer atomoptischer Experimente auf unter eine Sekunde bei Abständen von wenigen  $\mu\text{m}$ . Dies ist für erste Experimente noch keine sehr ernste Einschränkung. In Zukunft wird es interessant sein herauszufinden, ob durch Kühlen der Leiterbahnen oder durch Verwendung permanentmagnetischer Materialien die Lebensdauern der Atomwolken verlängert werden können.

Nähert man die Atome einer Leiteroberfläche an, beobachtet man einen weiteren, sehr viel drastischeren Effekt [11]. Bereits bei Abständen von etwa  $100 \mu\text{m}$  zerfällt die atomare Wolke in einzelne Teile, die sich periodisch in Abständen von etwa  $220\text{--}260 \mu\text{m}$  entlang des Wellenleiters anordnen (Abb. 5). Im Gegensatz zu dem erwarteten translationsinvarianten Wellenleiterpotential „spürt“ die ultrakalte Wolke ein strukturiertes Potential entlang des Stromleiters. Die Verteilung der Atome zeigt eine mehr oder minder periodische Struktur mit einer Periodenlänge von  $260 \mu\text{m}$ . Durch die besondere Feldgeometrie der magnetischen Mikrofallen ist es möglich, diesen Effekt auf ein anomales Magnetfeld an der Oberfläche des Leiters zurückzuführen [5]. Dieses Feld wird durch den Strom im Leiter erzeugt und hat, anders als das normale zirkulare Feld, eine

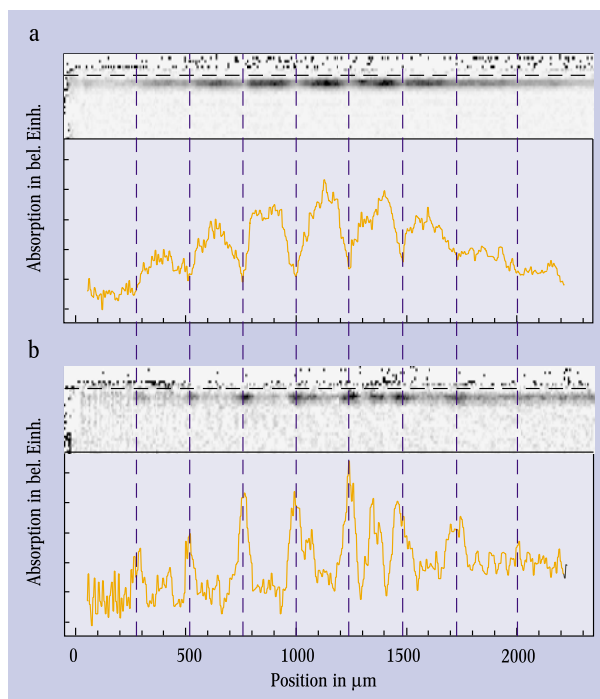
Komponente parallel zum Leiter. Dieses Experiment wollen wir kurz etwas genauer erläutern. Es verwendet ein zusätzliches homogenes Magnetfeld  $B_0$ , das dem magnetischen Wellenleiter überlagert wird und parallel zum Leiter orientiert ist ( $z$ -Richtung). Das Potential, das die Atome in  $z$ -Richtung einschließt, ist in magnetischen Fallen durch den Betrag des Gesamtmagnetfeldes gegeben (siehe Infokasten „Magnetische...“). Es setzt sich hier aus dem angelegten homogenen Feld



**Abb. 5:** Eine kalte thermische Atomwolke ( $1 \mu\text{K}$ ) bricht in der Nähe einer stromdurchflossenen Leiterbahn auf. Die waagrecht gestrichelte Linie markiert die Mikrofallenoberfläche und den Verlauf der Leiterbahn. Die Absorptionaufnahme zeigt die Dichteverteilung nach einer  $400$  ms langen freien Expansion des Gases im Wellenleiter, gefolgt von  $15$  ms Fallzeit.



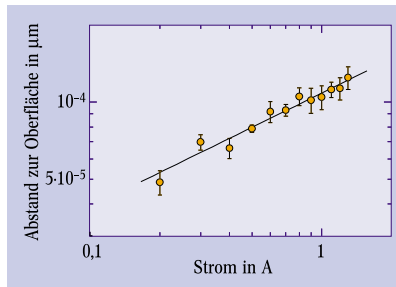
**Abb. 6:** Um den Einfluss einer räumlich variierenden axialen Magnetfeldkomponente auf das Potential des Wellenleiters zu erläutern, sind hier ein periodisches Magnetfeld  $B_z$  und ein homogenes axiales Magnetfeld  $B_0$  dargestellt – jeweils mit positivem und negativem Vorzeichen. Ein Vorzeichenwechsel eines dieser Felder vertauscht Potentialminima und -maxima.



**Abb. 7:** Dichteverteilung der Atome im Wellenleiter für die zwei entgegengesetzten Orientierungen des homogenen Feldes  $B_0$ . Zusätzlich ist jeweils die Absorption der atomaren Wolken dargestellt. Das Absorptionsprofil zeigt, dass der Vorzeichenwechsel von  $B_0$  Potentialminima und -maxima miteinander vertauscht.

und dem zunächst hypothetischen Oberflächenfeld  $B_z(r)$  zusammen, von dem wir annehmen, dass es ebenfalls nur eine  $z$ -Komponente hat. Ist das Oberflächenfeld parallel zum Leiter orientiert, so ist das Potential proportional zu  $|B_0 + B_z(r)|$ . Invertiert man die Richtung des angelegten Feldes, so erhält man  $|-B_0 + B_z(r)|$ , was dasselbe ist wie  $|B_0 - B_z(r)|$ . Weist also das Gesamtpotential im ersten Fall an einer Stelle ein Maximum auf, so wird dies im zweiten Fall zu einem Minimum. Dies wäre nicht der Fall, wenn das Oberflächenpotential einen nichtmagnetischen Ursprung hätte und die Atome nur der Summe zweier unabhängiger Poten-

tiale ausgesetzt wären. Die Atome sollten also nach einem Vorzeichenwechsel von  $B_0$  an einem Ort auftreten, den sie vorher vermieden haben (Abb. 6). Genau das kann man im Experiment beobachten (Abb. 7). Dies beweist die Existenz eines anomalen Magnetfeldes mit einer Komponente parallel zum Stromleiter. Invertiert man statt des Feldes  $B_0$  die Stromrichtung im Leiter, vertauschen sich die Positionen der Potentialminima und -maxima ebenfalls. Die Orientierung der anomalen Magnetfeldkomponente hängt somit von der Stromrichtung ab!



**Abb. 8:** Stromabhängigkeit des anomalen Magnetfeldes. Im Diagramm sind für verschiedene Ströme im Leiter die Abstände zur Leiteroberfläche dargestellt, bei denen die gleiche Potentialtiefe ( $U = k_B \times 200 \text{ nK}$ ) gemessen wurde. Macht man den Ansatz für die Potentialtiefe  $U = C I d^q$ , so erhält man aus der doppellogarithmischen Auftragung den Exponenten  $q = -2,28 \pm 0,15$ .

Mit weiteren Tests lässt sich die ungefähre Stärke des anomalen Magnetfeldes ermitteln, mit dem Ergebnis, dass es mit Feldstärken von typischerweise einigen mG etwa 10000mal schwächer ist als das normale zirkulare Feld des Leiters (bei einem Strom im Leiter von 1 A). Die anomale Feldkomponente zeigt außerdem eine räumliche Periodizität von etwa  $260 \mu\text{m}$ . Das Phänomen tritt bei galvanisch hergestellten mikrofabrizierten Leiterbahnen von wenigen  $\mu\text{m}$  Dicke genauso auf wie bei einem gewöhnlichen Draht mit mehreren  $100 \mu\text{m}$  Durchmesser [7, 13]. Die Ursache für das anomale Magnetfeld ist derzeit unverstanden. Eine Erklärung wären kleine radiale Stromkomponenten innerhalb des Leiters aufgrund zufälliger räumlicher Schwankungen der Leitergeometrie. Dagegen spricht allerdings die ausgeprägte Periodizität, die für sehr unterschiedliche Drahtdurchmesser und Herstellungsmethoden in allen Experimenten immer im Bereich zwischen  $200 \mu\text{m}$  und  $300 \mu\text{m}$  liegt. Vielleicht handelt es sich hier aber auch um einen fundamental neuen Effekt, der allgemein an der Oberfläche von stromdurchflossenen Leitern auftritt. Die Experimente wurden bisher mit Kupferleitern durchgeführt. Es gibt aber bereits erste Hinweise, dass Gold- und Aluminiumleiter ebenfalls anomale Magnetfelder erzeugen. Neben der Materialabhängigkeit wird es auch interessant sein, die Abhängigkeit vom Abstand und vom Strom genauer zu untersuchen. Eine erste Messung in diese Richtung ist in Abb. 8 gezeigt. Sie legt eine lineare Stromabhängigkeit nahe. Dies ist plausibel, da die Orientierung des anomalen Feldes von der Stromrichtung abhängt.<sup>5)</sup>

Für die Weiterentwicklung von Mikrofallen wird es wichtig sein, die Oberflächenpotentiale zu verstehen, zu kontrollieren und vielleicht sogar für die integrierte Atomoptik nutzbar zu machen. Dies gilt besonders für Potentialstrukturen, die eine ähnliche Größe haben wie die Periodizität des Oberflächenpotentials. Für sehr viel kleinere Strukturen wird das Oberflächenpotential als weitgehend homogener Untergrund (auf dieser Skala) nur eine geringe Rolle spielen. Insgesamt demonstrieren diese Experimente aber auch die Tauglichkeit ultrakalter Atome als Oberflächensonden. Es ist sicherlich schwierig, wenn nicht unmöglich, eine andere Messmethode zu finden, mit der auf dem Hin-

tergrund des 10000mal stärkeren zirkularen Feldes eines Leiters eine dazu rechtwinklige Magnetfeldkomponente mit derselben Empfindlichkeit und Ortsauflösung bestimmt werden kann.

Die Erforschung der Möglichkeiten magnetischer Mikrofallen steht noch am Anfang. Vor zwei Jahren gab es weltweit nur eine Handvoll Gruppen, die sich diesem Thema auf unterschiedlichste Weise genähert haben. Seit es aber möglich ist, Kondensate in Mikrofallen zu laden, springen immer mehr Arbeitsgruppen auf den Zug auf und das Gebiet nimmt dramatisch an Fahrt auf.

## Dank

Die Arbeiten aus unserer Arbeitsgruppe sind natürlich im Team entstanden. Dank gebührt hier vor allem Herwig Ott, Sebastian Kraft und Andreas Günther. Für die Herstellung eines Teils der Mikrostrukturen danken wir Gerald Schlotterbeck, Bertram Herzog und David Wharam, für die finanzielle Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

## Literatur

- [1] R. Folman et al., Adv. At. Mol. Opt. Phys. **48**, 263 (2002); J. Reichel, Phys. Bl., Mai 2000, S. 17
- [2] D. Jaksch et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 1975 (1999)
- [3] M. Greiner et al., Nature **415**, 39 (2002)
- [4] W. Hänsel et al., Phys. Rev. A **64**, 063607 (2001)
- [5] S. Kraft et al., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **35**, L 469 (2002)
- [6] H. Ott et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 230401 (2001); W. Hänsel et al., Nature **413**, 498 (2001); T. L. Gustavson et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 020401 (2002); S. Schneider et al., Phys. Rev. A **67**, 023612 (2003)
- [7] M. P. A. Jones et al., quant-ph/0301018
- [8] H. Ott et al., cond-mat/0212220
- [9] H. Ott, J. Fortágh und C. Zimmermann, cond-mat/0212193
- [10] P. Horak et al. quant-ph/0210090v1
- [11] J. Fortágh et al., Physical Review A **66**, 041604(R) (2002)
- [12] C. Henkel, S. Pötting und M. Wilkens, Appl. Phys. B **69**, 379 (1999)
- [13] A. E. Leanhardt et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 040401 (2002)
- [14] Y. Castin und R. Dum, Phys. Rev. Lett. **77**, 5315 (1996)

5) Die Annahme einer kubischen Stromabhängigkeit würde eine sehr viel größere Abstandsempfindlichkeit ergeben ( $q = -6,84$ ), was experimentell jedoch nicht beobachtet wird.

## Die Autoren

**Claus Zimmermann** (links) promovierte 1990 in München und ist seit 1998 Professor in Tübingen. Bevor er sich der Physik ultrakalter Atome zuwandte, lag sein Hauptinteresse im Bereich der Präzisionsspektroskopie und der Entwicklung von Laserquellen mit Hilfe von Halbleiterlasern und Frequenzkonversion in nichtlinearen Kristallen.



**József Fortágh** (rechts) hat in Budapest und München studiert und im Frühjahr 2003 in Tübingen promoviert. Er kam über sein Interesse an statistischer Physik und Festkörperphysik zu den Mikrofallen und hofft, in Zukunft Modellsysteme herzustellen, an denen Quantenphänomene der Vielteilchenphysik untersucht werden können.