

# Bose-Einstein-Kondensate am Chip

Ultrakalte Atome in miniaturisierten Fallen eröffnen faszinierende Möglichkeiten, atomare Materiewellen zu manipulieren und Atome mit Festkörperoberflächen gezielt in Wechselwirkung zu bringen. Möglicherweise stehen wir damit am Anfang einer neuen Quantentechnologie mit einer Reihe spannender Anwendungen für die Konstruktion besonders empfindlicher und kompakter Sensoren für Kräfte und Beschleunigungen, Sensoren für die Oberflächenanalyse, oder für die Entwicklung von „Atomchips“ für die Quanteninformationsverarbeitung.



Moderne Quantentechnologie hat längst Einzug in unser Alltagsleben gehalten und begegnet jedem, der einen CD-Spieler bedient oder ein internationales Ferngespräch führt. Seien es nun die Elektronen in den Laserdioden der optischen Datenspeicher oder die 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 z.B. Ionen lassen sich bereits seit Jahrzehn-

ten in geeigneten Potentialen einfangen. Die Techniken sind inzwischen so perfektioniert worden, dass es sogar möglich ist, erste, allerdings noch sehr einfache Quantencomputer damit zu realisieren. Nimmt man noch die jüngsten Erfolge der Quantenkryptographie hinzu, so zeichnet sich ein Bild ab, das auch für die Zukunft spannende quantentechnologische Entwicklungen erwarten lässt.

In unseren Laboratorien entwickeln wir magnetische Mikrofallen für ultrakalte Atome, um die Physik ultrakalter Gase

und die Optik mit Materiewellenoptik experimentell zu untersuchen. Die Mikrofallen entstehen in der unmittelbaren Nähe einer nanostrukturierten Chipoberfläche. Es bietet sich dabei ganz natürlich an, Atome an Festkörperoberflächen kontrolliert heranzuführen und die Wechselwirkung von Atomen mit Oberflächen zu untersuchen. Die Physik ist dabei sehr vielfältig. Neben fundamentalen Effekten, wie die Anziehung zwischen Atomen und Oberflächen durch die attraktiven van der Waals- und Casimir-Polder-Kräfte, erhält man Zugang zur Kopplung von Atomen an Festkörper-Systeme. Besonders spannend ist dabei die Konstruktion von künstlichen Atom-Festkörper Quantensystemen und deren Anwendung in der Präzisionsmessung von Kräften – als Oberflächen-sensoren. Erste Experimente in dieser Richtung, die Entwicklung eines hochempfindlichen Magnetfeldmikroskops, die Realisierung von integrierten Atominterferometern und neue experimentelle Konzepte zur Kopplung von Atomen an Supraleitern werden in diesem Beitrag dargestellt.

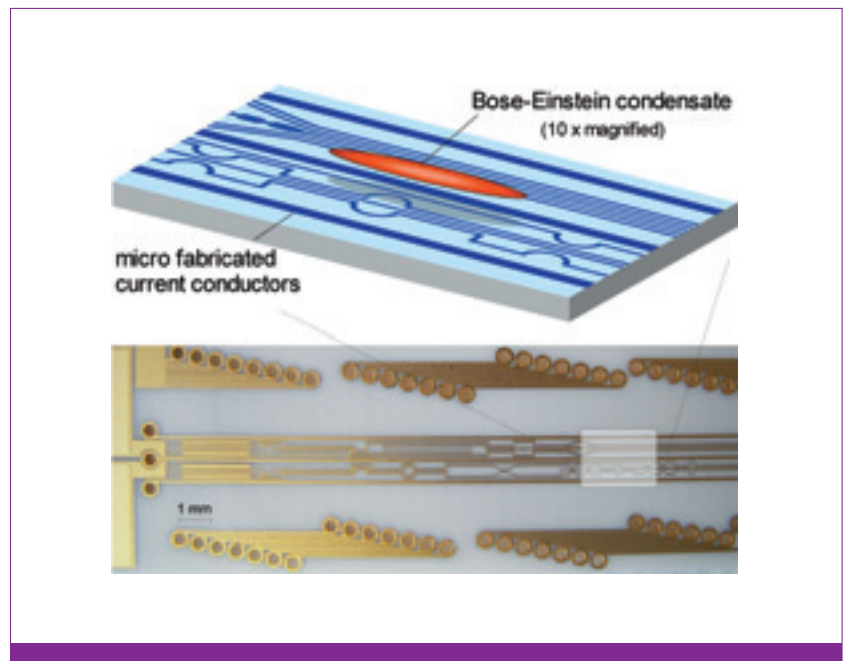
## 1. Magnetische Mikropotentiale

Ausgangspunkt ist das magnetische Speichern von Atomen in magnetischen Feldern. Magnetfallen werden routinemäßig zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten (BECs) verwendet und beruhen auf der Kraft, die Atome in einem inhomogenen Magnetfeld erfahren. Für die Konstruktion solcher magnetischer Fallen lassen sich dünne stromdurchflossene Drähte und mikrofabrizierte Leiterbahnen auf Chipoberflächen genauso verwenden wie kleine permanentmagnetische Strukturen. Mit dieser Technik können fast beliebige Potentiale maßgeschneidert werden, deren räumliche Formen auf der Mikrometer-Skala variieren und die zudem noch zeitlich geschaltet und verändert werden können (01). Dadurch eröffnet sich eine Vielzahl neuer Möglichkeiten im Bereich der Atomoptik. Die bereits realisierten Systeme umfassen Wellenleiter, in denen sich Atome quantisiert bewegen, analog etwa zu Photonen in Glasfasern, magnetische Förderbänder für Einzelatome oder Gruppen von Atomen bis hin zu komplizierten dreidimensionalen Strukturen, in denen atomare Wellenfunktionen gezielt zerlegt, manipuliert und zur Interferenz gebracht werden [1].

Magnetische Fallen beruhen auf der Kraft  $F$ , die auf das magnetische Moment  $\mu$  des Atoms in einem inhomogenen Magnetfeld  $\mathbf{B}(\mathbf{r})$  wirkt:  $F(\mathbf{r}) = \text{grad}(\mu \mathbf{B}(\mathbf{r}))$ . Für genügend langsame Bewegungen des Atoms im Magnetfeld folgt die Orientierung des magnetischen Moments der lokalen Richtung des Magnet-

## SUMMARY

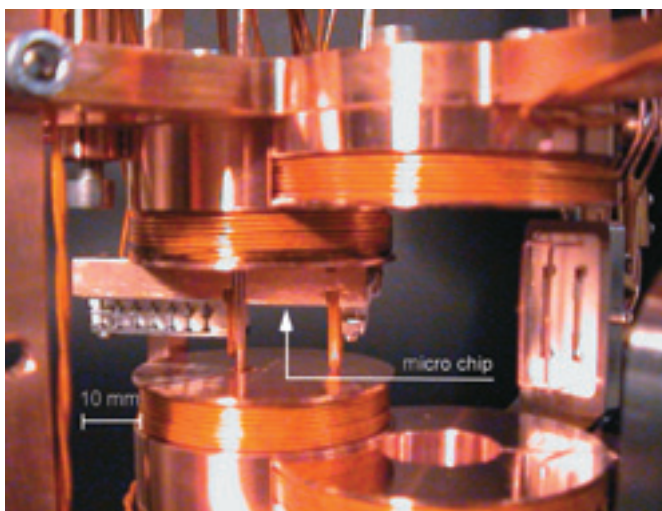
*The manipulation of ultracold atoms in miniaturized traps opens fascinating experimental possibilities in atom optics and for controlling interactions between cold atoms and solid surfaces. This research area promises a number of exciting applications in a new quantum technology. These range from precision force sensing, surface analysis to the development of atom chips for quantum information processing.*



feldes und der Ausdruck vereinfacht sich  $F(\mathbf{r}) = \mu \text{grad}(\mathbf{B}(\mathbf{r}))$ . In dieser sehr gut erfüllten Näherung ist das Fallenpotential also direkt proportional zum Betrag des Magnetfeldes. Im Falle von Alkaliatomen, die in den aktuellen Experimenten verwendet werden, wird das magnetische Moment durch das ungepaarte Valenzelektron in der s-Schale erzeugt. Es beträgt für den am stärksten gefangenen Hyperfeinstrukturzustand ein Bohr'sches Magneton, was ausreicht, um das Atom bereits in moderaten Gradienten von einigen 10 G/cm gegen die Schwerkraft zu halten. In magnetischen Mikrofallen sind die Gradienten allerdings sehr viel größer und können Werte von bis zu  $10^6$  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) Bias-Magnetfeld.

*Der Bose-Einstein-Chip. Die mikrostrukturierten Goldleiterbahnen auf dem Saphirsubstrat erzeugen röhrenförmige Fallen, in denen das Bose-Einstein-Kondensat schwebt. Die feinen Leiterbahnstrukturen bilden atomoptische Elemente, mit denen das schwebende Kondensat manipuliert werden kann.*

*The Bose-Einstein-Chip. The micro-patterned gold conductors on a sapphire substrate generate a magnetic trap in which the Bose-Einstein-condensate is levitating. The narrow conducting paths are forming atom-optical elements, which enable the manipulation of the condensate.*



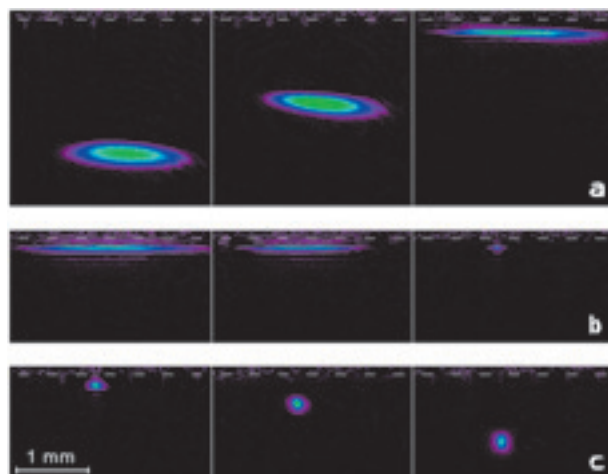
02a

a) Die Apparatur im Ultrahochvakuum ist kompakt und effizient. Der Bose-Einstein-Chip wird von Spulen umgeben, die beim Laden helfen. Eine Atomwolke wird zunächst in einer magneto-optischen Falle, durch optisches Kühlen mit Hilfe von Laserstrahlen präpariert. Nachdem etwa 100 Millionen Atome geladen sind, wird die  $50 \mu\text{K}$  kalte Wolke in das Magnetfeld des linken Spulenpaares verschoben, etwas gekühlt und dann geht es aufwärts zum Chip.

b) Laden, Kühlen, Kondensieren! Die weiß gestrichelte Linie markiert die Chipoberfläche. Die atomare Wolke wird in den Chip geladen (oben). Das Verdampfungskühlen entfernt Atome, wobei die Temperatur unter  $1 \mu\text{K}$  sinkt. In diesem Temperaturbereich findet der Übergang zum quantenentarteten Regime und die Kondensation statt (Mitte). Das Bose-Einstein-Kondensat im freien Fall, nachdem die Magnetfelder am Chip ausgeschaltet wurden (untere Zeile).

a) The apparatus in ultra-high vacuum is compact and efficient. The Bose-Einstein-Chip is surrounded by coils, which help to load the atoms. First, an atom cloud is prepared in a magneto-optical trap, by means of optical cooling via laser beams. After loading of approximately 100 million atoms, the  $50 \mu\text{K}$  cold cloud is transferred into the magnetic field of the left pair of coils; it is then further cooled and subsequently shifted towards the chip on top.

b) Loading, cooling, condensation! The white dashed line marks the chip surface. The atomic cloud is loaded on the chip (top). Evaporative cooling removes „hot“ atoms; this decreases the temperature to below  $1 \mu\text{K}$ . In this temperature range the transition to the quantum-degenerate regime and the condensation takes place (middle). The Bose-Einstein condensate in free fall, after the magnetic fields at the chip have been turned off (bottom).



02b

Das Bias-Feld kann ebenfalls mit strukturierten Leiterbahnen erzeugt werden (01). Auf der einen Seite des Drahts addiert sich das zirkulare Feld des Leiters 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 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 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 ist der Feldgradient um die Nulllinie. Das homogene Feld kann zum Gradient 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 Drahts variiert. Dadurch ist es nicht nur möglich den Wellenleiter an den Enden zu verschließen, sondern es können auch zeitlich variable Potentialbarrieren erzeugt werden.

## 2. Laden von Atomen in Mikrofallen

Um die Atome in die Mikrofalle zu laden, verwendet man zunächst eine so genannte magneto-optische Falle, in der die Atome gesammelt und optisch auf Temperaturen von etwa  $100 \mu\text{K}$  vorgekühlt werden. Für den Transfer in die

Mikrofalle gibt es unterschiedliche Methoden. Die Atome werden entweder mit magneto-optischen oder rein magnetischen Hilfspotentialen möglichst kontinuierlich und ohne zusätzliches Heizen in die Mikrofalle überführt. Dort werden die Atome, in unserem Fall bosonisches  $^{87}\text{Rb}$ , durch so genanntes Verdampfungskühlen bis zur Bose-Einstein-Kondensation abgekühlt. Es ist aber auch möglich ein komplettes Kondensat mit einer „optischen Pinzette“, also einem rein optischen Hilfspotential, direkt in die Mikrofalle zu laden. Um Stöße mit den Restgasatomen zu vermeiden, finden die Experimente im Ultrahochvakuum statt. Die Mikrostrukturen befinden sich im Vakuum bei Raumtemperatur. Sie sind mit der Oberfläche nach unten montiert, um nach Abschalten der Falle die Atome nach einer bestimmten Fallzeit optisch abbilden zu können. Aus solchen Fallzeitbildern erhält man Informationen über die Teilchenzahl und Impulsverteilung der Atome in der Falle. Unsere experimentelle Apparatur, das Laden der Atome in die Mikrofalle und die Bose-Einstein-Kondensation ist in **02** dargestellt. Die Aufnahmen von den Atomen entstehen durch den Schatten, den das Kondensat in einem resonanten Laserlicht wirft und der mit einer Optik auf eine CCD Kamera abgebildet wird.

### 3. Bose-Einstein-Kondensate

Ein Gas aus identischen bosonischen Atomen kann mit inzwischen sehr gut verstandenen optischen und thermodynamischen Methoden auf extrem tiefe Temperaturen von  $1\ \mu\text{K}$  und darunter abgekühlt werden. 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 benachbarte Atome nicht mehr vollständig durch ihre Position unterschieden werden können. Ein Teil der Atome bildet dann einen gemeinsamen Quantenzustand aus, der durchaus mehrere Millionen Atome enthalten kann. Diese Atome sind in allen Eigenschaften völlig identisch. Für diesen Zustand (Bose-Einstein-Kondensat) kann

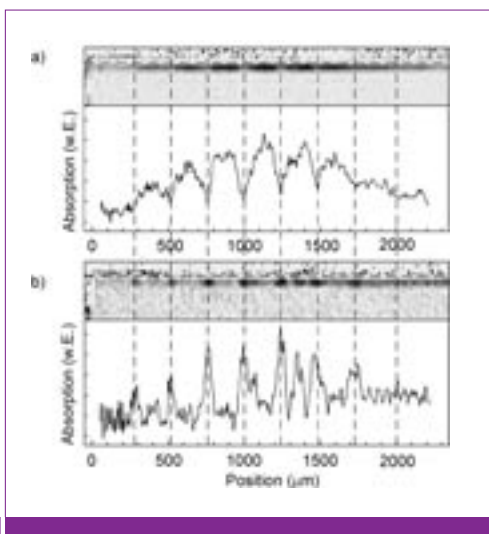
man dann eine gemeinsame Wellenfunktion finden, die genauso wie die Wellenfunktion für ein Atom eine räumlich und zeitlich abhängige Phase hat. Diese Phase kann benutzt werden, um ein Materiewelleninterferometer zu konstruieren. Die Wellenfunktion ist jetzt allerdings auf die Atomzahl normiert. Die Wellenfunktion gehorcht der sogenannten Gross-Pitaevskii-Gleichung, die sich von der Schrödinger-Gleichung nur durch einen Energieterm unterscheidet, mit dem die Wechselwirkung zwischen den Atomen berücksichtigt wird:

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

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

### 4. Atome als Oberflächensonden

Je feiner die Stromleiter strukturiert sind, umso näher müssen sich die Atome an der Chipoberfläche bewegen, um den räumlichen Variationen der Mikropotentiale auch 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. Hohe Fallenfrequenzen sind günstig, um atomoptische Experimente unempfindlicher gegen seismische und elektromagnetische Störungen zu machen, die typischerweise bei niedrigen Frequenzen im Bereich bis  $1\text{kHz}$  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, jedoch Atomverluste [1]. Diese entstehen durch



03

*Fragmentierung ultrakalter atomarer Wolken an einem stromdurchflossenen Draht. Unser Experiment hat bewiesen, dass die Fragmentierung auf ein Magnetfeld zurückzuführen ist. Zu sehen ist die Seitenansicht einer am Chip gefangenen Wolke. Der Stromleiter verläuft parallel zur horizontalen gestrichelten Linie. Im oberen Bild ist das Testfeld parallel zur Stromrichtung, im unteren anti-parallel. Dass sich dabei die Positionen der maximalen Atomdichten mit denen der Minima vertauschen, beweist, dass die Fragmentierung durch eine räumliche Fluktuation des Magnetfelds zustande kommt. Sie ist auf Unregelmäßigkeiten der Leitergeometrie zurückzuführen. Ultrakalte Wolken und Kondensate sind ultragenau Magnetfeldsensoren!*

*Fragmentation of ultracold atom clouds at a current carrying wire. Our experiment has shown that the fragmentation is due to a magnetic field. The side view shows a cloud trapped at the chip. The current line runs parallel to the horizontal dashed line. In the upper graph, the test field is parallel to the current direction; in the lower graph it is anti-parallel. The positions of maximum and minimum atom densities are inverted by changing current direction. This proves that the fragmentation is due to spatial fluctuations of the magnetic field, which in turn is caused by irregularities of the conductor geometry. Ultracold clouds and condensates are ultra-precision magnetic field sensors!*

thermische Ladungsfluktuationen im Leiter, die ein zeitabhängiges Magnetfeld am Ort der Atome erzeugen. Das magnetische Moment der Atome kann durch das Hochfrequenzfeld der Fluktuation seine Orientierung ändern und von einem gefangenen in einen ungefangenen Zustand übergehen. Die Fluktuationen begrenzen die Lebensdauer der Atome in der Falle und damit die Dauer atomoptischer Experimente auf unter einer Sekunde bei

Abständen von wenigen  $\mu\text{m}$ . Dies ist für eine ganze Reihe von Experimenten noch keine sehr ernste Einschränkung. Für die Zukunft ist es allerdings interessant, die Fallenoberflächen abzukühlen. Insbesondere, wenn man Atome an Festkörpersysteme, wie z.B. supraleitende Schaltungen, koppeln will. Damit befasst sich unser aktuelles Forschungsprojekt „Supraleitende Mikrofallen“, wie im letzten Abschnitt dieses Beitrags dargestellt.

Bei der Annäherung der Atome an eine Leiteroberfläche beobachtet man noch einen weiteren, sehr viel drastischeren Effekt (03). Bereits in den ersten Experimenten mit ultrakalten Atomen in Mikrofallen zeigte sich die bemerkenswerte Empfindlichkeit der Atome auf kleinste Magnetfelder. Räumlich variierende Magnetfelder addieren sich auf das magnetische Fallenpotential und verändern die Position oder Dichteverteilung der Atomwolke. Damit eröffnen sich neuartige Möglichkeiten, ultrakalte Atome und Bose-Einstein-Kondensate zur hochempfindlichen Diagnostik von Oberflächen und zur Messung elektromagnetischer Felder an Oberflächen zu nutzen.

Für einen breiten Einsatz im Bereich der Oberflächenanalyse ist es erforderlich, atomare Wolken mit hoher Präzision an einer Chipoberfläche zu positionieren. Für diesen Zweck bietet sich das in 01 dargestellte magnetische Förderband hervorragend an. Durch präzise Kontrolle der Ströme in den mikrofabrizierten Leiterbahnen werden Magnetfelder erzeugt, mit denen Kondensate weitgehend beliebig in drei Raumrichtungen über der Chipoberfläche transportiert und positioniert werden

können. Dabei erreichen wir eine räumliche Genauigkeit von etwa zehn Nanometern.

Mit der hochpräzisen Positionierung konnten wir unmittelbar eine Methode zur richtungssensitiven Magnetfeldmikroskopie demonstrieren. Die Methode beruht auf der kontrollierten Verschiebung eines Bose-Einstein-Kondensats in einer bekannten Magnetfalle über eine unbekannte Feldverteilung auf einem Chip. Nachdem das Kondensat stets das Minimum des Potentials anzeigt, kann aus der Differenz der Soll- und der gemessenen Ist-Position der unbekannte Magnetfeldgradient bestimmt werden. Nach Integration der Datenpunkte erhält man das unbekannte Feld. Durch die präzise dreidimensionale Positionskontrolle auf dem Bose-Einstein-Chip ist es möglich, jede Raumkomponente eines unbekanntes Magnetfeldes separat zu messen. Das wiederum ermöglicht die vollständige Rekonstruktion einer unbekanntes Feldverteilung. Das Mikroskop haben wir mithilfe von Teststrukturen, welche auf dem Bose-Einstein-Chip befestigt wurden, demonstriert. So wurde beispielsweise das Magnetfeld einer 1 mm breiten Leiterbahn und eines nanostrukturierten Magnetgitters (04a) gemessen. Das Mikroskop bietet neue Möglichkeiten für die Entwicklung und Charakterisierung von Halbleiter-Bauelementen, indem Feldverteilungen über Chips mit hoher Präzision vermessen und damit Strom- und Ladungsverteilungen im Chip bestimmt werden können.

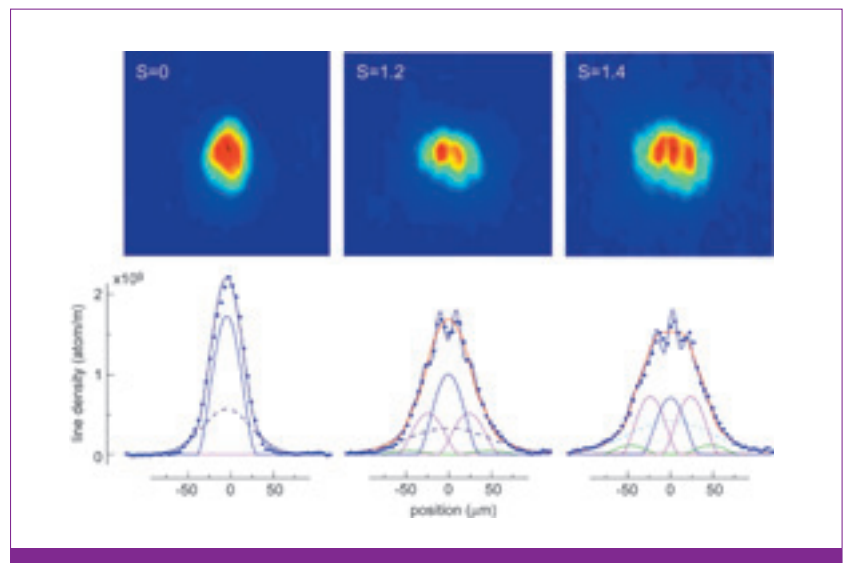
## 5. Atominterferometer

Das volle Potential von Atomen in Mikrofallen kommt dann zum Tragen, wenn die quantenmechanische Phase eines Bose-Einstein-Kondensats genutzt wird. Sie ist Ausdruck des Wellencharakters der Atome und bietet entsprechende Möglichkeiten, die über die klassische Physik hinausgehen. Zwei Kondensate, die sich dieselbe Zeit in unterschiedlichen Potentialen befinden, sammeln eine relative Phasenverschiebung an. Überlagert man beide Kondensate anschließend, können sich deren Materiewellen teilweise auslöschen und es entsteht ein charakteristisches Interferenzmuster. Das ist die Grundlage der interferometrischen Kraftmessung. Voraussetzung zur Realisierung solcher Materiewellen-Interferometer ist eine Methode,

mit der sich ein Kondensat teilen und wieder zusammenführen lässt, ohne die Phase des Kondensats unkontrolliert zu verändern. Eine nahe liegende Möglichkeit am Chip ist die Verwendung eines periodischen Potentials, an dem das Kondensat gebeugt wird, ähnlich wie Licht in einem optischen Gitterspektrograph.

Die Demonstration eines solchen Beugungsgitters für atomare Materiewellen auf einem Chip war daher ein entscheidendes Ziel und wurde durch die reproduzierbar präzise Positionierung von Bose-Einstein-Kondensaten an einem integrierten magnetischen Gitter erreicht. Das Gitterpotential wird von dem Magnetfeld zweier ineinander verflochtener, mäanderförmig geführter Leiter gebildet. Die nur ein Mikrometer breiten Leiterbahnen haben wir mit aktueller höchstauflösender Technik auf einem Siliziumplättchen strukturiert (04a). Das entstehende Magnetfeld, steigt zur Chipoberfläche hin exponentiell an und ändert entlang der Oberfläche alle vier Mikrometer periodisch seine Richtung. Der exponentielle Anstieg wirkt wie eine Art „elektromagnetische Reflexionsbeschichtung“ und verhindert, dass Atome die Chipoberfläche berühren. Wegen der periodischen Modulation des Potentials wird das Kondensat jedoch nicht nur reflektiert, sondern auch gebeugt. Die Beugung entsteht durch die Modulation der makroskopischen Phase des Kondensats während der Berührung mit dem Gitterpotential.

Eine einfallende Materiewelle spaltet sich bei der Beugung in mehrere Wellen mit unterschiedlichen Wellenlängen auf. Die verschiedenen Wellenlängen entsprechen verschiedenen Geschwindigkeiten parallel zur Oberfläche, so dass sich das Kondensat im zeitlichen Verlauf auch räumlich in mehrere „Beugungsordnungen“ aufteilt. Die Stärke der Beugung wird durch die Amplitude der Magnetfeldmodulation bestimmt und kann daher mit dem Strom im Gitter eingestellt werden. 04b zeigt die Beugungsordnungen rechts und links vom ursprünglichen Kondensat. Mit wachsender Modulationsamplitude werden sie zunehmend ausgeprägter. Nach dem Kontakt mit dem Gitter und einer kurzen nachfolgenden Zeit, in der sich die Beugungsordnungen um wenige Mikrometer räumlich trennen, werden alle Ströme des Chips ausgeschaltet. Das Kondensat bewegt sich im freien Fall von



04b

a) Das magnetische Gitter am Chip haben wir mit mäanderförmig geführten Leiterbahnen erzeugt. Die Leiterbahnen haben eine Breite von einem Mikrometer.



04a

b) Schwingt das Kondensat gegen das Gitter, wird es gebeugt:  $S=0$  ungebeugtes Kondensat,  $S=1.2$  und  $1.4$  gebeugte Kondensate mit zunehmender Stärke der Beugung. Die vertikal gemittelten Dichteprofile zeigen die Beugungsordnungen. Gestrichelt ist der Untergrund thermischer Atome. Die inkohärente Summe (rote Linie) ergibt die Gesamtatomzahl. Die Form des Kondensats wird jedoch erst durch Berücksichtigung der quantenmechanischen Phase und Interferenz der gebeugten Ordnungen korrekt beschrieben.

a) The magnetic lattice at the chip is realized by meandering current lines; those have a width of one micrometer.

b) When the condensate approaches the lattice, it is diffracted:  $S=0$  undiffracted condensate,  $S=1.2$  and  $1.4$  diffracted condensate with increasing order of diffraction. The vertically averaged density profiles show the diffraction orders. The dashed line is the background due to thermal atoms. The incoherent sum (red line) yields the total number of atoms. The shape of the condensate, however, can only be described correctly if the quantum-mechanical phase and interference of the diffraction orders are taken into account.

der „über Kopf“ montierten Oberfläche des Chips weg. In Abwesenheit der Fallenpotentiale dehnen sich die einzelnen Beugungsordnungen aufgrund der abstoßenden Kraft zwischen den Atomen räumlich weiter aus. Das resultierende Interferenzmuster der sich überlagernden Beugungsordnungen kann jetzt mit einer Kamera beobachtet werden (04b).

Bei dieser neuen interferometrischen Methode beruht das Aufteilen des Kondensats auf einer Phasenmodulation und die Rekombination der Wellenpakete erfolgt aufgrund der repulsiven Wechselwirkung zwischen den Atomen. Ein besonderes Merkmal dieser neuen Methode ist, dass durch das

simultane Auftreten von benachbarten Beugungsordnungen nicht nur Kräfte, sondern auch deren Gradienten und höhere Ableitungen gemessen werden können. Solche integrierte Atominterferometer sind als integrierte, hochempfindliche Kraftsensoren besonders interessant. Noch bevor eine Kraft den Schwerpunkt eines einzelnen frei schwebenden Atoms verschieben könnte, reagiert die quantenmechanische Phase der Atome im Kondensat auf die Kraft und die interferometrische Messung gibt Vollausschlag.

## 6. Supraleitende Mikrofallen

Supraleitung ist eines der faszinierendsten Phänomene in der Festkörperphysik.

Durch eine Paarung von Elektronen zu sogenannten „Cooper-Paaren“ bei tiefen Temperaturen verschwindet der elektrische Widerstand, und das Magnetfeld wird aus dem Supraleiter verdrängt („Meissner-Effekt“) oder in ein Gitter aus sogenannten Abrikosov-Flusswirbeln gezwungen (siehe **01** in [2]). Hierbei trägt jeder Flusswirbel den quantisierten magnetischen Fluss  $\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-15}$  Tesla $\cdot$ m<sup>2</sup>. Man spricht hier von einem Flusswirbel, oder „Vortex“, da dieser von supraleitenden zirkulierenden Ringströmen umgeben ist. Die Quantisierung dieser Flusswirbel ist hierbei eine direkte Konsequenz aus der Tatsache, dass die Gesamtheit aller Cooper-Paare durch eine einzige „makroskopische“ Wellenfunktion beschrieben werden kann (für weitere Informationen zur Supraleitung und Flussquantisierung siehe [2]).

Das makroskopische Quantenphänomen der Supraleitung ist mit der Bose-Einstein-Kondensation von Atomen eng verwandt. In beiden Fällen kann man dem System eine Wellenfunktion zuordnen und die physikalischen Vorgänge auf Wellenverhalten und eine Vielzahl von Interferenzeffekten zurückführen. Die Josephson-Oszillationen zwischen zwei Supraleitern sind schon lange bekannt. Hierbei handelt es sich um eine zeitliche Interferenz der Wellenfunktionen von zwei Supraleitern, die über eine „Schwachstelle“ (dem Josephson-Kontakt) gekoppelt sind. Bose-Einstein-Kondensate zeigen ähnliches Verhalten, wenn man sie in einem Doppelmuldenpotential miteinander schwach koppelt. Supraleitende Quanteninterferometer (SQUIDs) finden bereits breite Anwendung, vor allem in der Materialana-

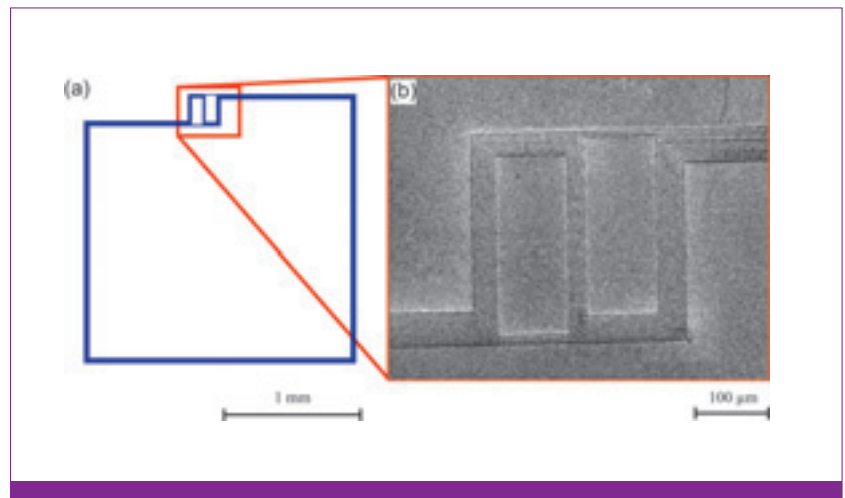
lyse und in der medizinischen Diagnostik bei der Messung von schwachen Magnetfeldern. Bei einem SQUID handelt es sich im Prinzip um einen supraleitenden Ring, der von einem oder zwei Josephson-Kontakten unterbrochen ist. Die Funktionsweise von SQUIDs beruht auf der Kombination der Flussquantisierung mit dem Josephson-Effekt in Supraleitern. Hierbei bewirkt die Änderung des magnetischen Flusses im SQUID-Ring ein messbares Spannungssignal, und die Funktionsweise eines SQUIDs kann auch als räumliches Interferometer der Wellenfunktionen der Supraleiter in den beiden Armen des SQUID-Rings aufgefasst werden. Ähnliche Ringinterferometer sind vor kurzem mit Bose-Einstein-Kondensaten ebenfalls demonstriert worden.

Neben diesen prinzipiellen Ähnlichkeiten weisen Supraleiter und Kondensate jedoch auch wesentliche Unterschiede auf. Zum einen haben Cooper-Paare eine elektrische Ladung, während Atome neutral sind, zum anderen findet die Supraleitung in dichten atomaren Gittern von Festkörpern statt, während Kondensatome bei extrem kleinen Dichten, etwa 1.000mal dünner als Luft, in optischen oder magnetischen Fallenpotentialen im Vakuum schweben. Kann man denn diese, bereits einzeln sehr vielseitigen Quantensysteme miteinander in Wechselwirkung bringen, um eine kohärente Kopplung zwischen atomaren Gasen und Festkörpern zu realisieren? Mit dieser Frage befassen wir uns im Rahmen des Sonderforschungsbereichs SFB TRR21.

Um ultrakalte Atome an Supraleiter heranzuführen haben wir einen Helium-Durchflusskryostaten in eine Bose-Einstein-Apparatur integriert. Der Kryostat hängt frei als „Kaltfinger“ neben den Elektromagneten der BEC-Apparatur im Vakuum. Die Temperatur des Kaltfingers kann hierbei variabel zwischen Raumtemperatur (ca. 300 K) und der Siedetemperatur von flüssigem Helium (ca. 4 K) eingestellt werden. Als supraleitendes Material verwenden wir derzeit Niob (Nb), das unterhalb der Sprungtemperatur  $T_c = 9$  K supraleitend wird. Alternativ können aber auch sogenannte „Hochtemperatursupraleiter“, wie z.B. YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> (YBCO,  $T_c = 92$  K), verwendet werden. Atome werden zunächst in einer magnetooptischen Falle gefangen, darauf folgend in Magnetfallen auf Temperaturen von wenigen Mikrokkelvin gekühlt und schließlich

mit einer „optischen Pinzette“ zur Oberfläche des Kryostaten transportiert. Am Kryostat wird die Atomwolke in das Magnetfeld einer supraleitenden Falle geladen. Supraleitenden Fallen stellen wir im Haus her. Diese bestehen aus mikrostrukturierten Nb-Dünnschichtleiterbahnen mit typischen Strukturbreiten ähnlich zu den Gold-Mäandern in **04a**. In **05a** ist das Design einer solchen supraleitenden Mikrofalle gezeigt. Zehn geschlossene Nb-Leiterbahnen der Breite von  $2\ \mu\text{m}$  sind in einem Quadrat angeordnet. Kühlt man diese Struktur in einem Magnetfeld unter die kritische Temperatur und schaltet anschließend das Magnetfeld ab, so werden in den Nb-Leitern Dauerströme angeworfen die in den Ringstrukturen verlustfrei zirkulieren ohne dass die Ströme von einer externen Stromquelle gespeist werden müssen. Man spricht in diesem Fall von einem „persistent Mode“ Betrieb. Dieser hat den Vorteil, dass aufgrund der Flussquantisierung in einem supraleitenden Ring der Effekt von externen fluktuierenden Magnetfeldern auf elegante Weise abgeschirmt wird und die supraleitende Falle mit einer extrem hohen Stabilität arbeitet. An einer Stelle der quadratischen Struktur verlaufen Teile der Leiter in einer S-Form. An dieser Stelle erzeugen die Supraströme eine (magnetische) Potentialmulde für das Kondensat von Atomen. Der Einsatz supraleitender Fallenstrukturen lässt eine drastische Reduzierung der Atomverluste aufgrund thermischer Fluktuationen in den Stromleitern erwarten. Dies sollte also zu einer enormen Erhöhung der Lebensdauern der Kondensate führen, was in einem der ersten Experimente mit unseren supraleitenden Fallen experimentell überprüft werden soll. Dieser zunächst rein technische Vorteil gegenüber normalleitenden Mikrofallen ermöglicht die Strukturierung von Kondensaten auf den physikalisch relevanten Längenskalen im Mikrometerbereich, und dadurch eröffnen sich eine Vielzahl von Möglichkeiten für neue spannende Experimente.

Zudem kann man versuchen die spezielle Eigenschaft von Supraleitern im Magnetfeld – die spontane Ausbildung von quantisierten Flusswirbeln – für die Realisierung neuartiger zweidimensionaler Fallenpotentiale auszunutzen. Im homogenen „Typ-II Supraleiter“ bildet sich ein periodisches Abrikosov-Vortexgitter in einer Dreiecks-



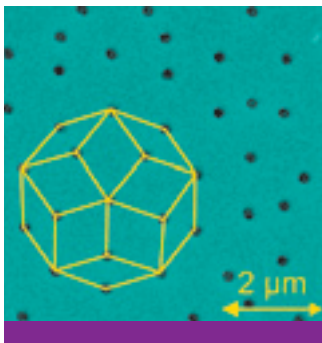
anordnung aus. Man kann aber durch gezieltes Einbringen von Defekten geeigneter Größe – im einfachsten Fall sind dies „Antidots“, d.h. Löcher im supraleitenden Film – die Flusswirbel an diesen Defekten verankern und dadurch in verschiedenste Konfigurationen zwingen. Ein interessantes Beispiel ist in **06** dargestellt: Hier bilden die Antidots im Nb-Film ein Penrose-Muster; diese regelmäßige Anordnung von „dicken“ und „dünnen“ Rhomben zeichnet sich dadurch aus, dass sie keine Translationssymmetrie aufweist. Eine solche Anordnung wird auch als „Quasikristall“ bezeichnet. Unsere Experimente an solchen Strukturen haben gezeigt, dass in „passenden“ Magnetfeldern die Anordnung der Flusswirbel kommensurabel mit dem Antidot-Gitter ist, d.h. dass sich ein „Vortex-Quasikristall“ ausbildet. Damit eröffnen sich möglicherweise völlig neue Wege der Strukturierung von BECs in zweidimensionalen Fallenpotentialen.

Vor dem Einsatz komplexer supraleitender Strukturen haben wir ein einfaches Experiment durchgeführt, in dem die supraleitende Falle aus einem einfachen Niobdraht besteht. Das Ziel war, die neue Technologie des Kryostaten im BEC-System zu testen. Es ist uns dabei gelungen, Atome effizient in die supraleitende Falle zu laden, und wir haben bereits den Meißner-Effekt des Supraleiters mit kalten Atomen detektiert. Als nächstes stehen experimentelle Aufgaben zur Spin-Kohärenz von Atomen an der supraleitenden Oberfläche und zur Kopplung von Atomen an supraleitende Schaltungen an. Auf diesem experimentellen Neuland ist besonders spannende Physik zu erwarten.

(a) Design der supraleitenden Mikrofalle für den Betrieb im „persistent Mode“. Mehrere Leiterbahnen sind ringförmig angeordnet. An einer Stelle des Rings sind einige Leiter S-förmig angeordnet. Hier entsteht das Fallenpotential.  
(b) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der supraleitenden Mikrofalle, bestehend aus Nb-Dünnschichtleiterbahnen mit  $2\ \mu\text{m}$  Breite im gegenseitigen Abstand von  $2\ \mu\text{m}$ .

(a) Design of superconducting microtrap for operation in a persistent mode. Several current lines are arranged in a closed circular geometry. At one location within the ring geometry some lines form an S-shaped structure, which creates the trapping potential.  
(b) Scanning electron microscope image of the superconducting microtrap, consisting of Nb thin film current lines of  $2\ \mu\text{m}$  width with a separation of  $2\ \mu\text{m}$ .





06

Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines Nb Dünnsfilms mit nanostrukturierten Löchern (Antidots). Die Antidots sind auf den Kreuzungspunkten eines 5-faltigen Penrose-Gitters (gelbe Linien) platziert.

Scanning electron microscope image of a Nb thin film with nanopatterned holes (antidots). The antidots are placed on the vertices of a 5-fold Penrose lattice (yellow lines).

## 7. Ausblick

Ähnlich zu elektronischen Heterostrukturen, in denen die Wellenfunktionen der Elektronen auf vielseitige Weise maßgeschneidert werden können, bieten Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten an Chipoberflächen einzigartige Möglichkeiten, atomare Materiewellen zu manipulieren und für neue Technologien nutzbar zu machen. Die winzigen Wolken ultrakalter Atome sind interferenzfähig und verhalten sich ähnlich wie Laserlicht in einer Glasfaser. Der Chip kann dabei alle „atomoptischen“ Komponenten enthalten, die zur Manipulation notwendig sind. Zur Detektion des Interferenzmusters entwickeln wir neuartige Detektoren, welche in der Lage sind, einzelne Atome nachzuweisen.

Die sich aus Mikrofallen entwickelnde neue Quantentechnologie findet ihre Anwendung nicht nur in hochsensitiven Messungen magnetischer oder elektrischer Kräfte bei sehr kleinen Abständen und in interferometrischen Messungen von Inertial-

kräften, wie sie bei Rotationen oder Beschleunigungen auftreten, sondern bietet auch die Möglichkeit, gespeicherte Atome mit anderen nanoskaligen Objekten, Makromolekülen, oder Nano-Instrumenten, wie z.B. supraleitende Schaltungen oder nanomechanische Resonatoren, kontrolliert in Wechselwirkung zu bringen. Die Konstruktion von Quanteninstrumenten auf der Grundlage dieser neuen Technologien an der Schnittstelle der Physik ultrakalter Quantengase und der Nanowissenschaften ist ein lohnendes und äußerst faszinierendes Ziel, welches wir in unseren Arbeitgruppen aktiv verfolgen. •

József Fortágh, Dieter Kölle, Claus Zimmermann

## Referenzen

- [1] J. Fortágh and C. Zimmermann, Rev. Mod. Phys. **79**, 235 (2007).
- [2] E. Goldobin, R. Kleiner, D. Kölle, W. Schleich, K. Vogel, R. Walser, „Fraktionale Flussquanten – Steuerbare „Atome“ im Supraleiter“ (in diesem Heft).

## DIE AUTOREN



### CLAUS ZIMMERMANN

(l.) 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 Halbleitern und Frequenzkonversion in nichtlinearen Kristallen. Seine aktuellen Forschungsinteressen sind ultrakalte Gemische, Quantengase in optischen Resonatoren, und Quantenoptik an Oberflächen.

### JÓZSEF FORTÁGH

(m.) hat in Budapest und München studiert und 2003 in Tübingen promoviert. Er kam über sein Interesse an statistischer Physik und Festkörperphysik zu den Experimenten an ultrakalten atomaren Gasen. Seine aktuellen Forschungsinteressen sind an der Schnittstelle der Atom- und Festkörperphysik angesiedelt. Er entwickelt supraleitende Mikrofallen für ultrakalte Atome und untersucht die Wechselwirkung von Atomen mit Oberflächen. Für sein Projekt „Kohlenstoff-Nanoröhrchen und Quantengase“ erhielt er 2006 den Forschungspreis „NanoFutur“ des Bundesministeriums für Bildung und Forschung. Seit 2007 ist er Professor für Experimentalphysik in Tübingen.

### DIETER KÖLLE

(r.) studierte in Tübingen (Promotion 1992) und war anschließend an der UC Berkeley, der Universität Köln und am Forschungszentrum Jülich tätig. Seit 2001 ist er Professor für Experimentalphysik im Bereich Festkörperphysik in Tübingen. Seine aktuellen Forschungsinteressen liegen im Bereich supraleitender und magnetischer Schichtsysteme, mit Schwerpunkten auf Dünnschichttechnologie, Josephson-Kontakte, SQUIDs, nicht-lineare Dynamik und abbildende Verfahren bei tiefen Temperaturen.

### Kontakt

Physikalisches Institut der Eberhard Karls Universität Tübingen, CQ Center for Collective Quantum Phenomena and their Applications  
Auf der Morgenstelle 14, 72076 Tübingen, Tel.: 07071/2976270, Fax: 07071/295829  
E-Mail: fortagh@uni-tuebingen.de, Internet: www.CQ.physik.uni-tuebingen.de