

QUANTENOPTIK

Materiewellen auf dem Chip

Mikroelektronik trifft Quantenphysik: Atomare Gase als Präzisionssensoren

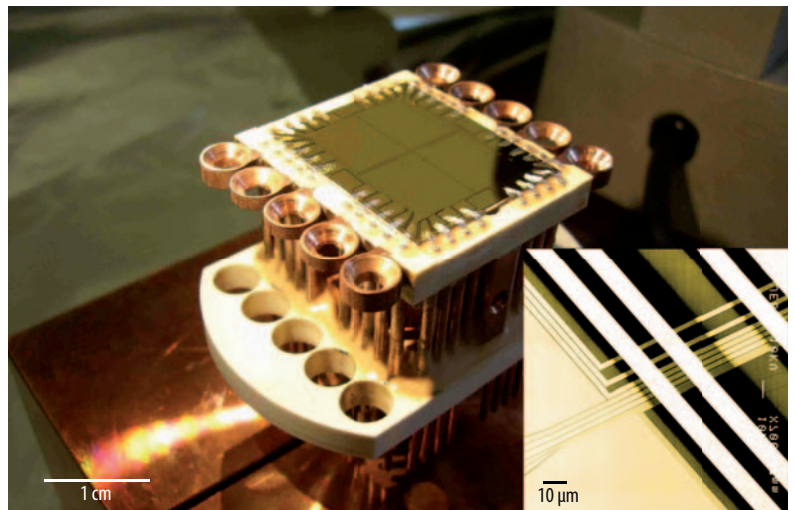
Thorsten Schumm und Jörg Schmiedmayer

Bose-Einstein-Kondensate erfordern längst keinen riesigen, hochkomplizierten Aufbau mehr – ganz im Gegenteil: Seit einigen Jahren lassen sie sich auf millimeterkleinen Atomchips integrieren. Dort können sie als Sensor dienen, um beispielsweise lokale Magnetfelder oder den Elektronentransport in Metallen zu untersuchen. Teilt man ein Bose-Einstein-Kondensat in zwei Hälften und schaltet die Magnetfalle aus, so überlappen die Wellenfunktionen der beiden Hälften. Dies ermöglicht eine Interferometrie mit Materiewellen.

Quantenmechanische Effekte bilden die Grundlage vieler Technologien, die wir im täglichen Leben verwenden. So definieren Atomuhren unseren Zeit- und Längenstandard und ermöglichen die satellitengestützte Navigation über das GPS-System. Laser finden Verwendung als handliche Zeigergeräte, in CD- und DVD-Geräten, aber auch in der Medizintechnik, Materialbearbeitung, der optischen Kommunikation und Präzisionsinterferometrie.

Entscheidend für den Erfolg einer Technologie auf Quantenbasis sind das vollständige Verständnis der physikalischen Effekte und Prozesse sowie die Möglichkeit, die Technologie verlässlich, robust und transportabel einsetzen zu können. Ein neuer Kandidat für eine Quantentechnologie sind Bose-Einstein-Kondensate (BEK) [1]. In diesem „vierten Aggregatzustand“ besetzen tausende neutrale Atome dieselbe quantenmechanische Wellenfunktion mit der gleichen Phase – ähnlich wie das Lichtfeld in einem Laser.

Mitte der Neunzigerjahre füllten Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten noch ganze Räume. Bereits seit einigen Jahren ist es aber möglich, BEKs auf Atomchips zu erzeugen und zu manipulieren [2, 3]. Daher existieren mittlerweile die ersten transportablen Aufbauten: In Falltürmen finden Experimente mit BEKs in Schwerelosigkeit statt, und in naher Zukunft könnte dies auch auf Wissenschaftsstationen im All geschehen. Die Atomchiptechnologie hat den experimentellen Aufbau vereinfacht und verkleinert. Zusätzlich erlaubt sie es, das BEK viel besser zu kontrollieren und gegenüber herkömmlichen Aufbauten, in denen massive Spulensysteme mit hohen Strömen erforderlich waren, auf deutlich komplexere Weise zu manipulieren. All dies sind wichtige Schritte auf dem Weg von physikalischer Grundlagenforschung hin zu einer robusten Quantentechnologie.



Auf einem Atomchip (hier auf seiner Halterung zu sehen) lassen sich Bose-Einstein-Kondensate erzeugen. Das Inset zeigt eine Elektronen-Raster-Mikroskopaufnahme des zentralen Chipbereichs mit den gekreuzten Drahtstrukturen.

In den Leiterbahnen eines Atomchips entstehen durch elektrische Ströme nahe der Oberfläche magnetische und elektrische Felder, die atomare Quantengase fangen und transportieren können. Da sich auf dem Chip atomoptische Elemente konstruieren lassen, könnte dies der Ausgangspunkt für eine Materiewellenoptik sein. Darunter versteht man z. B. Leitungsstrukturen, die ähnlich den Glasfasern Materiewellen transportieren können; Strahlteiler, welche die Wellen in zwei Komponenten aufspalten und wieder vereinen; Spiegel oder Phasenschieber. Vielversprechend ist vor allem, dass ein Materiewelleninterferometer um viele

KOMPAKT

- Atomchips bestehen aus mikrofabrizierten Leiterbahnen. Durch Ströme und Spannungen in den Chipdrähten lassen sich nahe der Oberfläche Atomgase fangen, in das Quantenregime kühlen und manipulieren.
- Die Atome reagieren sensibel auf Prozesse in der Chipoberfläche und erlauben es, die elektrische Leitung und den Elektronentransport in Metallen zu untersuchen.
- Auf dem Atomchip kann man atomoptische Elemente wie Atomleiter oder Strahlteiler konstruieren und Interferenzexperimente mit Materiewellen durchführen.
- Durch das Ausfrieren einzelner Freiheitsgrade entstehen niedrigdimensionale Quantensysteme mit völlig neuen physikalischen Eigenschaften.

Dr. Thorsten Schumm und Prof. Dr. Jörg Schmiedmayer, Atominstitut der Österreichischen Universitäten / TU Wien, Stadionallee 2, 1020 Wien, Österreich, www.atom-chip.de

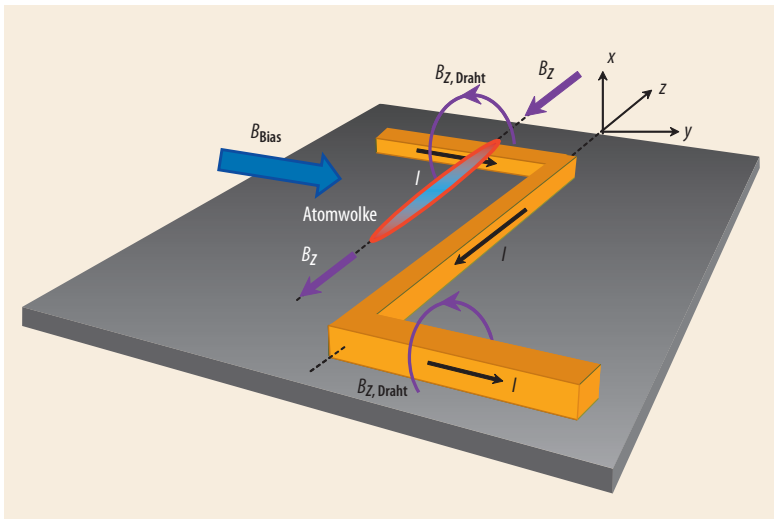


Abb. 1 Ein Z-förmig gebogener Draht erzeugt eine einfache Fallengeometrie für neutrale Atome: In einem magnetischen Minimum über dem Draht sammeln sich

die Atome. Die Biegung sorgt für eine zusätzliche Magnetfeldkomponente, die den vollständigen Einschluss in allen Raumrichtungen gewährleistet.

Größenordnungen sensibler sein könnte als die bestehende Technologie auf Photonenbasis.

In diesem Artikel werden zwei erste Anwendungen beschrieben, bei denen Bose-Einstein-Kondensate auf Atomchips als Sensor dienen. Im ersten Beispiel helfen die BEKs, das magnetische Feld über einem stromdurchflossenen elektrischen Leiter mit hoher Sensitivität und räumlicher Auflösung zu messen [4]. Dies ermöglicht verblüffende Erkenntnisse über den Elektronentransport in einem Metall [5]. Im zweiten Beispiel hilft die Materiewelleninterferometrie dabei, die Eigenschaften des BEK zu untersuchen [6]. Besonderes Augenmerk liegt hier auf den Kohärenzeigenschaften niedrigdimensionaler Quantensysteme [7]. Daher geht es am Schluss des Artikels um die Materiewelleninterferometrie mit 1D-Quantengasen. Zunächst wollen wir uns aber ansehen, welche Dinge zu bedenken sind, wenn man Bose-Einstein-Kondensate auf Atomchips erzeugen möchte.

Gefangene Atome

Das Ziel ist, die Wellennatur der ultrakalten Atome auszunutzen und eine Atomoptik zu entwickeln [8 – 10]. Mithilfe magnetischer und elektrischer Felder lassen sich neutrale Atome fangen und manipulieren (**Infokasten**). Dabei treten grundlegende Unterschiede zwischen den optischen Elementen für Photonen und für Atome zutage: In der Optik mit Licht erlaubt der Laser es, eine wohldefinierte elektromagnetische Welle zu erzeugen, die sich in einer einzelnen Mode

ausbreitet. Materiewellen besetzen im Gegensatz dazu meist viele quantenmechanische Zustände, die eine unkontrollierte relative Phase haben – ähnlich wie das Licht einer Glühlampe.

Bei bosonischen Atomen kommt uns die Bose-Einstein-Kondensation zu Hilfe: Unterhalb einer kritischen Temperatur sammeln sich (fast) alle Atome im quantenmechanischen Grundzustand eines externen Potentials [1]. Eine kollektive Wellenfunktion von rund 10^5 bis 10^6 Atomen bildet sich aus, nur eine quantenmechanische Schwingungsmode ist besetzt. Bose-Einstein-Kondensate eignen sich daher ideal für Experimente mit Materiewellen auf Atomchips.

Bei der weiteren Manipulation der Bose-Einstein-Kondensate in Magnetfallen dürfen keine Anregungen vom Grundzustand in höhere Quantenzustände erfolgen. Dies lässt sich erreichen, wenn die Energiedifferenz zwischen den einzelnen Vibrationszuständen möglichst hoch ist. Da man Atomfallen in der Regel als harmonische Oszillatoren beschreiben kann, ist der Energieabstand durch $\Delta E = \hbar\omega$ gegeben. Dabei gibt ω die Stärke des atomaren Einschlusses an („Fallenfrequenz“), die so hoch wie möglich sein sollte.

Der Gradient des verwendeten Magnetfeldes legt die Stärke des Potentialeinschlusses fest. Er steigt an, wenn die Atome sich der felderzeugenden Struktur nähern oder bei festem Abstand der Strom im Draht steigt: $B' \propto B/d \propto I/d^2$. Bleibt der Abstand der Atome d auf die Breite des Drahtes begrenzt, zeigt sich ein interessantes Skalierungsverhalten: Kleinere Fallenstrukturen schließen die Atome stärker ein. Eine genaue Analyse, bei der der Drahtquerschnitt eingeht, zeigt, dass der maximale atomare Einschluss nur von der maximalen Stromdichte abhängt, die der Draht erlaubt. Für normalleitende Drähte bestimmt die Ableitung der Widerstandswärme den maximalen Strom. Technologisch

ATOME IN DER FALLE

Magnetfeld

■ **statisch:** Ein statisches Magnetfeld B wechselwirkt mit dem magnetischen Moment μ eines Atoms über das Wechselwirkungspotential $U_{\text{mag}} = -\mu|B|$. Atomare Spinzustände, die sich entgegen dem externen Magnetfeld orientieren, lassen sich in einem Minimum von $|B|$ fangen. Dies ist die Grundlage aller magnetischen Fallen für neutrale Atome und die Basis der Drahtfallen auf Atomchips.

■ **Wechselfeld:** Interne magnetische Zustände gefangener Atome koppeln durch Einstrahlen eines oszillierenden magnetischen Feldes. Dadurch ergibt sich ein effektives „adiabatisches“ Potential, das sich von der Geometrie der rein statischen Falle signifikant unterscheidet. Da atomare Grundzustände gekoppelt werden, führt auch ein resonantes Wechselfeld zu stabilen konservativen Fallenpotentialen.

Elektrisches Feld

■ **statisch:** Ein statisches elektrisches Feld E wechselwirkt mit neutralen Atomen über ein induziertes elektrisches Dipolmoment. Das Wechselwirkungspotential ist $U_{\text{el}} = -1/2 aE^2$ mit der elektrischen Polarisierbarkeit des Atoms a . Da das elektrische Potential immer anziehend ist, bilden statische elektrische Felder keine stabile Falle für neutrale Atome.

■ **Wechselfeld:** Durch Kopplung elektronischer Zustände des Atoms lassen sich die atomaren Energieniveaus verschieben. Stark verstimmte Laser mit hoher Intensität können den Transfer in angeregte Zustände unterdrücken und trotzdem eine starke Kraft auf die Atome ausüben. Dabei ergibt sich für rot bzw. blau verstimmte Laser ein attraktives bzw. repulsives Potential. Über eine räumlich veränderliche Intensität lassen sich Dipolfallen für neutrale Atome realisieren.

lassen sich die kleinen Wärmemengen sehr dünner Drähte und die kleinen Ströme der Mikrofallen leichter in das Atomchip-Trägersubstrat abführen. Dies ermöglicht Stromdichten von bis zu 10^8 A/cm^2 in Drähten mit $1 \mu\text{m}^2$ Querschnitt. Dieser Wert ist etwa tausendmal größer als die Stromdichte im Draht einer Glühbirne.

Im Zuge der daraus resultierenden Miniaturisierung der Atomfallen schrumpften in den letzten Jahren die millimetergroßen Drahtstrukturen der Chips zu mikrofabrizierten Leiterbahnen auf Halbleitersubstraten (Abb. auf S. 23). Mittels lithographischer Verfahren lassen sich qualitativ hochwertige Metallschichten auf das Trägersubstrat schreiben. Dabei helfen die präzisen Techniken aus der Mikrochip-Produktion. Die Herausforderung in der Fabrikation besteht darin, unterschiedliche Strukturgrößen auf einem einzelnen Chip zu verbinden: Millimetergroße Strukturen sind erforderlich, um die Atomwolke zu fangen und zu transportieren; zur Manipulation des quantenmechanischen Grundzustandes dienen jedoch Drähte mit einer Strukturgröße von nur 500 nm. Hierfür werden unterschiedliche Fabrikationsweisen in mehreren Ebenen auf dem Atomchip kombiniert. Atomchips stellen höchste Anforderungen an die Ebenheit der Halbleitersubstrate, an die Homogenität der Metallschichten und an die Präzision der Fabrikation.

Die einfachste Methode, eine magnetische Chipfalle zu erzeugen, besteht darin, einen geraden stromdurchflossenen Draht (Strom I) mit einem homogenen externen Magnetfeld B_{Bias} zu kombinieren: Bei einem Abstand $d = \mu_0/2\pi \cdot I/B_{\text{Bias}}$ kompensiert das externe Magnetfeld das kreisförmige Nahfeld des Drahtes, und es entsteht ein magnetisches Minimum über dem Draht, in dem sich Atome fangen lassen. Ein Z-förmig gebogener Draht erzeugt eine zusätzliche Magnetfeldkomponente entlang des zentralen Drahtstückes, die für einen vollständigen Einschluss in allen Raumrichtungen sorgt (Abb. 1). Derartige Drahtfallen sind meist sehr anisotrop: Sie schließen die Atome senkrecht zum zentralen Fallendraht in zwei Richtungen stark ein, aber nur schwach entlang des Fallendrahtes. Diese Anisotropie kann dazu dienen, eindimensionale Quantengase zu erzeugen.

Zunächst werden die Atome mittels Laserkühlung in einer Magneto-Optischen-Falle (MOF) gefangen und magnetisch an die Chipoberfläche transportiert und umgeladen. Besonders elegant ist es, die Magnetfelder der MOF und der Transfermagnetfallen durch große Leiterstrukturen direkt unter dem Atomchip zu erzeugen: Dies ermöglicht Fallen mit großem Volumen; die feste Integration der massiven Leiterstrukturen in die Chiphalterung sorgt für den präzisen Transfer in die räumlich kleinen Chipfallen. Auf dem Atomchip lassen sich die Atomwolken dank des starken Einschlusses leicht, effektiv und im besten Fall innerhalb einer Sekunde zu einem Bose-Einstein-Kondensat kühlen.

Die gezielte Steuerung der angelegten Ströme und Spannungen sowie das Design der Chipdrähte ermöglichen es, komplexe Potentiallandschaften nahe

der Chipoberfläche zu erstellen und z. B. Atomleiter, Strahlteiler und Phasenschieber zu erzeugen. Mittlerweile sind auch Detektoren zum lokalen Nachweis (einzelner) Atome auf den Atomchip integriert worden [11]. Das atomare System lässt sich durch die Kombination mit optischen, mechanischen und Mikrowellenresonatoren an andere Quantensysteme koppeln.

Schatten einer Atomwolke

Atomchips eignen sich u. a. als hochgenaue Magnetfeldsensoren, da ultrakalte Atome sehr empfindlich auf kleinste Variationen der magnetischen Felder der Atomfallen reagieren. In lokalen Minima sammeln sich viele Atome, an Maxima wenige. Als Referenzenergie dient bei einem Bose-Einstein-Kondensat das chemische Potential, das in Einheiten des magnetischen Feldes etwa 70 Nanotesla (für ein BEK mit 1 kHz chemischem Potential und $\mu = 1 \mu_B$) beträgt.

In einem typischen Experiment wird ein sehr lang gezogenes BEK wenige Mikrometer oberhalb einer zu untersuchenden Probe positioniert (Abb. 2). Die Probe ist in diesem Fall ein breiter, flacher ($100 \mu\text{m} \cdot 0,3 \mu\text{m}$) Golddraht des Atomchips, durch den ein sehr geringer Strom fließt, welcher ein lokales Magnetfeld erzeugt. Vorstellbar sind jedoch auch andere Proben wie Halbleiter, Quantenkontakte oder permanent magnetische Materialien, die sich auf dem Atomchip fabrizieren oder befestigen lassen.

Kleinste Variationen des Magnetfeldes (z. B. durch irregulären Stromfluss in der Probe) oder des elektrischen Feldes (z. B. durch Ansammlung von Ladungen) beeinflussen die Feldkonfiguration und infolgedessen auch die atomare Dichte. Um die Dichteverteilung zu messen, beleuchtet ein resonanter Laserstrahl die Atome in der Falle, und eine CCD-Kamera zeichnet die Lichtabsorption als Schattenbild auf (Abb. 2). Eine einzige Messung enthält dann die gesamte Magnetfeldinformation entlang der rund 1 mm

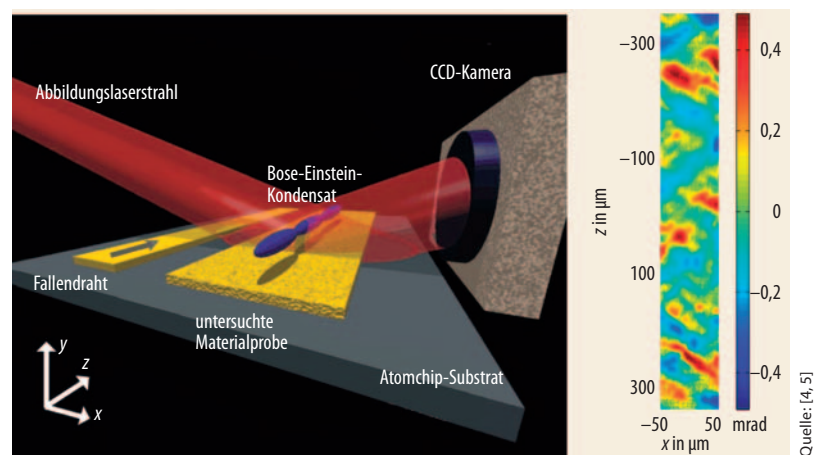


Abb. 2 Ein Bose-Einstein-Kondensat wird in einer Magnetfalle über der zu untersuchenden Probe positioniert (links). Eine CCD-Kamera zeichnet die atomare Dichteverteilung als Schattenwurf in

einem Laserstrahl auf. Bei einem Abstand von $3,5 \mu\text{m}$ wurde über einem $100 \mu\text{m}$ breiten Probenrand gemessen, wie sich die Stromflussrichtung in der Probe verändert (rechts).

Quelle: [4, 5]

1) Das gekoppelte System lässt sich mithilfe des „dressed state“-Formalismus beschreiben: Dazu wird die zeitabhängige Dynamik durch Transformation in ein rotierendes Bezugssystem in ein effektiv statisches System überführt. Dies führt zu neuen Eigenzuständen und der Ausbildung eines neuen effektiven adiabatischen Potentials [12].

langen Atomwolke. Die optische Abbildungstechnik beschränkt die räumliche Auflösung entlang der Achse des Bose-Einstein-Kondensats auf 3 μm .

Verändert man den Strom im Fallendraht bzw. das externe Magnetfeld, kann man die Position des Kondensats mit einer Präzision von etwa 100 nm steuern. Wird dieses in weiteren Messungen in transversaler Richtung parallel über die Probe verschoben, entsteht eine zweidimensionale Karte der Magnetfeldlandschaft. Senkrecht zum Probedraht ist die Auflösung durch die Breite der Wellenfunktion des Bose-Einstein-Kondensats gegeben und entspricht etwa 200 nm.

Die mit dem Sensor erreichte Magnetfeldsensitivität von 200 Pikotesla ist durch fundamentales Schrottrauschen in der Atomzahlmessung limitiert. Die beschriebene Methode verbindet eine hohe räumliche Auflösung und eine sehr gute Magnetfeldsensitivität ($< 1 \text{ nT}$) [4]. Bisher gebräuchliche Verfahren erlauben hingegen entweder hohe räumliche Auflösung (einige Nanometer für die Magnetkraftmikroskopie) bei geringer Feldsensitivität oder eine hohe Feldsensitivität (einige Femtotesla für SQUIDS) bei geringer räumlicher Auflösung.

Ein weiterer wichtiger Vorteil ist, dass die Messung mit kalten Atomen nur auf lokale Magnetfeldänderungen sensitiv ist und nicht auf globale. Dies ermöglicht es z. B. zu messen, wie sich die Stromflussrichtung ($< 10^{-5}$ Radiant) in einem metallischen Leiter verändert. Aus den Messergebnissen lässt sich auf Eigenschaften des Stromtransports in dünnen Metallfilmen schließen, die mit konventionellen Methoden der Materialwissenschaften nicht zugänglich sind. So zeigt sich überraschenderweise eine makroskopische Ordnung in der Stromdichte innerhalb des Leiters, für deren Größe es bisher keine eindeutige Erklärung gibt [5].

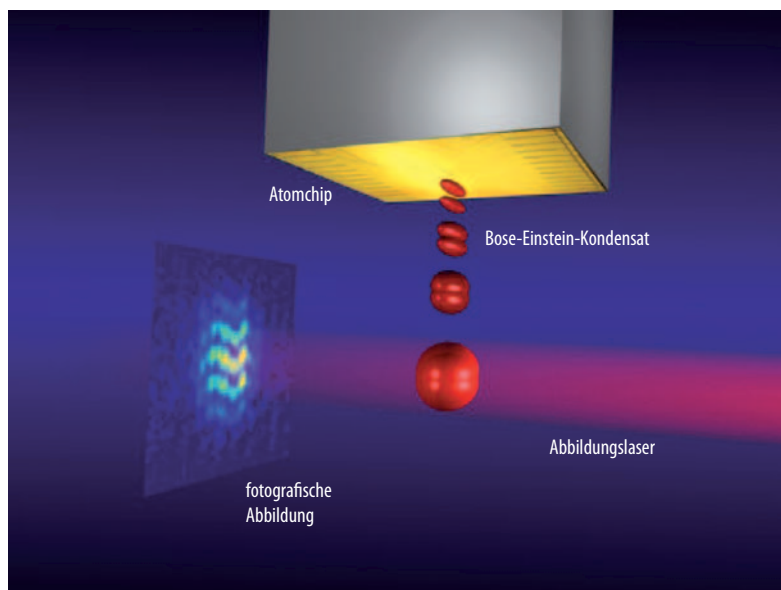


Abb. 3 Ein Bose-Einstein-Kondensat wird auf dem Atomchip erzeugt und dynamisch aufgespalten. Nach Abschalten der Fallenpotentiale expandieren beide Quantengase und interferieren miteinander. Das Interferenzmuster in der ato-

ma- ren Dichteverteilung lässt sich direkt fotografieren. Eine longitudinale Modulation des Interferenzsignals gibt Aufschluss über die longitudinale Phasendynamik der Quantengase.

Doppelspalt mit Quantengasen

Auf dem Atomchip sind auch Versuche mit Materiewelleninterferometern möglich. Das grundlegende Element eines jeden Interferometers ist ein phasenstabiler Strahlteiler. Ein Bose-Einstein-Kondensat muss man also in zwei Hälften teilen und Anregungen in höhere Vibrationszustände unterdrücken. Hierzu ist es erforderlich, eine einzelne Magnetfalle dynamisch in ein Doppelmuldenpotential zu verformen, ohne dabei den starken atomaren Einschluss zu verlieren.

Obwohl das Design der Magnetfallen auf dem Atomchip höchst flexibel ist, gibt es fundamentale Grenzen: Maxwells Gleichungen des Elektromagnetismus erschweren bestimmte Fallengeometrien. Insbesondere ist es nur bedingt möglich, eine einzelne Atomfalle in zwei getrennte Potentialminima zu verformen. Statische Magnetfelder erlauben es lediglich, zwei Fallen zu einem Minimum höherer Ordnung zu vereinigen, was den atomaren Einschluss drastisch reduziert und die Stabilität verringert.

Eine elegante und leicht umzusetzende Lösung dieses Problems besteht darin, adiabatische Radiofrequenz-Potentiale (RF) zu verwenden. Hierbei koppelt ein starkes, oszillierendes Magnetfeld interne magnetische Zeeman-Zustände der gefangenen Atome.¹⁾ Da die atomaren Energieniveaus ortsabhängig sind, ist diese Kopplung räumlich (und damit energetisch) selektiv. Diese Selektivität kommt z. B. beim evaporativen Kühlen zum Einsatz, um heiße Atome aus der Falle zu entfernen.

Die Topologie der entstehenden Fallengeometrie kann sich stark von der der statischen Magnetfalle unterscheiden: So sind Konfigurationen möglich, die aufgrund der Maxwell-Gleichungen statisch nicht zu realisieren sind. Durch geeignete Orientierung des oszillierenden Feldes zur statischen Magnetfalle kann insbesondere ein Doppelmuldenpotential entstehen, wodurch sich das Quantengas dynamisch in zwei Hälften aufteilt [6]. Der Abstand der beiden Minima lässt sich dabei so einstellen, dass sich entweder beide Hälften nach der Spaltung unabhängig entwickeln oder aber ein regulierbarer Tunnelkontakt zwischen ihnen besteht. Schaltet man das Fallenpotential abrupt aus, fallen beide Atomwolken unter dem Einfluss der Schwerkraft und expandieren aufgrund der im System gespeicherten Temperatur und Wechselwirkungsenergie auf ein Vielfaches ihrer ursprünglichen Größe (z. B. von 200 nm auf 50 μm). Dabei überlappen die Atomwolken (bzw. ihre quantenmechanischen Wellenfunktionen), und es kommt zur Materiewelleninterferenz – analog zum Doppelspaltversuch mit Laserlicht [6]. Die Interferenzstreifen manifestieren sich hier in einer periodischen Modulation der atomaren Dichte, die eine Absorptionsabbildung festhalten kann (Abb. 3). Aus der Analyse der Interferenzbilder (Position der Interferenzstreifen, Kontrast...) resultieren Informationen über Phasen- und Kohärenzeigenschaften der Quantengase, die das System besser charakterisieren.

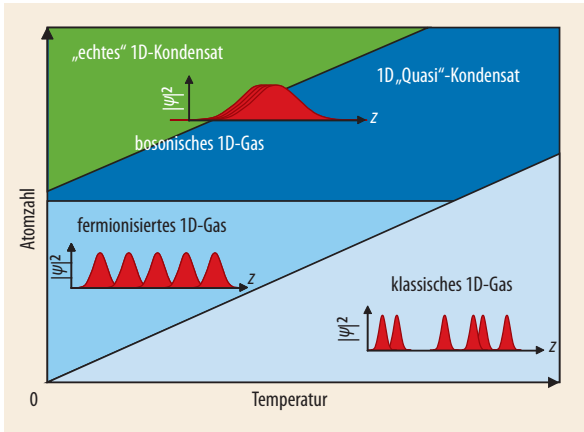


Abb. 4 Eindimensionale Quantengase zeigen je nach Atomzahl und Temperatur grundsätzlich unterschiedliche Quantenstatistiken, die bosonischen, „klassischen“ oder fermionischen Charakter haben können.

Nieder mit den Dimensionen

Prinzipiell eignen sich auch dreidimensionale Bose-Einstein-Kondensate für die Materiewelleninterferometrie. Experimentell erweisen sich eindimensionale Systeme aber als weitaus spannender. Der stark anisotrope Einschluss der Atome in magnetischen Drahtfallen ermöglicht es, eindimensionale Quantengase zu erzeugen. Die Teilchenbewegung wird dabei in ein oder zwei Raumrichtungen bis auf die Grundzustandsschwingung reduziert, die räumliche Ausdehnung ist direkt durch die Heisenberg-Unschärferelation gegeben. Die im System verbleibenden Energien, die Temperatur T und das chemische Potential μ , sind jeweils kleiner als der Abstand der Vibrationsenergien $\hbar\omega_{\perp}$ in den stark eingeschlossenen Richtungen. Die entsprechenden Freiheitsgrade sind „ausgefroren“ und tragen nicht zur Dynamik des Systems bei. Das System ist effektiv niedrigdimensional [13, 14].

Experimentell wurden niedrigdimensionale Quantengase in optischen Gittern (1D und 2D) [10, 14] und auf Atomchips (1D) erzeugt. Anders als Systeme wie Elektronengase im Festkörper lassen sich atomare Quantengase direkt abbilden. Interferenzexperimente geben Aufschluss über die Dynamik der quantenmechanischen Phase. Daher eignen sich atomare Gase als Modellsystem und „Quantensimulator“ für fundamentale Fragen der 1D- und 2D-Physik [14].

Interessant sind eindimensionale Quantengase aus bosonischen Atomen insbesondere, weil sie je nach Einfluss von Temperatur und Wechselwirkungsenergie (bestimmt über die Zahl der Atome) unterschiedliche quantenstatistische Eigenschaften zeigen (Abb. 4). Bei hoher Atomzahl folgt das System der Bose-Einstein-Statistik, es gibt einen Phasenübergang vom thermischen Gas in ein Bose-Einstein-Kondensat, vergleichbar dem 3D-Bose-Gas. Zusätzlich existiert ein „quasi Kondensat“-Regime, das durch Fluktuationen der quantenmechanischen Phase gekennzeichnet ist und im folgenden untersucht werden soll.

Bei niedriger Atomzahl und sehr tiefen Temperaturen verhalten sich Atome wie undurchdringliche Perlen auf einer Schnur, die versuchen, den Abstand

zu benachbarten Teilchen zu erhöhen. Das entspricht dem Pauli-Prinzip, das für Fermi-Gase gilt. Bei hohen Temperaturen verhalten die Atome sich wie ein ideales, klassisches 1D-Gas.

Gedächtnisverlust nach Trennung

Materiewelleninterferometer auf Atomchips ermöglichen erstmals Untersuchungen zum Quantenrauschen und zu Korrelationen und Kohärenz optischer Systeme an atomaren Quantengasen [6, 7, 15]. Grundlegende Fragen sind dabei der Mechanismus und die Dynamik der sog. Dekohärenz: Zwischen zwei dynamisch aufgespaltenen Kondensathälften besteht eine genau bestimmte, reproduzierbare Phasenbeziehung. Zwei unabhängig erzeugte Kondensate besitzen keine definierte Phasenbeziehung, und die im einzelnen Experiment gemessene relative Phase ist rein zufällig.²⁾ Dekohärenz bezeichnet den Übergang zwischen den beiden Situationen, also den Verlust des „Gedächtnisses“ der ehemals gemeinsamen Phase nach der Trennung.

In eindimensionalen Systemen treiben hauptsächlich thermische Phasenfluktuationen die Dekohärenz: Nach kohärenter Aufspaltung besitzen beide Kondensathälften identische longitudinale Phasenverläufe (Abb. 5). Verbleiben die beiden Hälften für eine gewisse Zeit in der Falle, entwickeln sich die Phasenverläufe unabhängig voneinander, bis nach einer charakteristischen Zeit t_0 sämtliche Ähnlichkeit verloren gegangen ist. Durch Variation der Haltezeit lässt sich messen, wie

2) Trotzdem zeigen auch unabhängig erzeugte Kondensate bzw. BEKs nach vollständigem Verlust der Kohärenz in der Einzelmessung ein Interferenzbild. Um den Grad der Kohärenz zu bestimmen, sind daher viele Messungen notwendig.

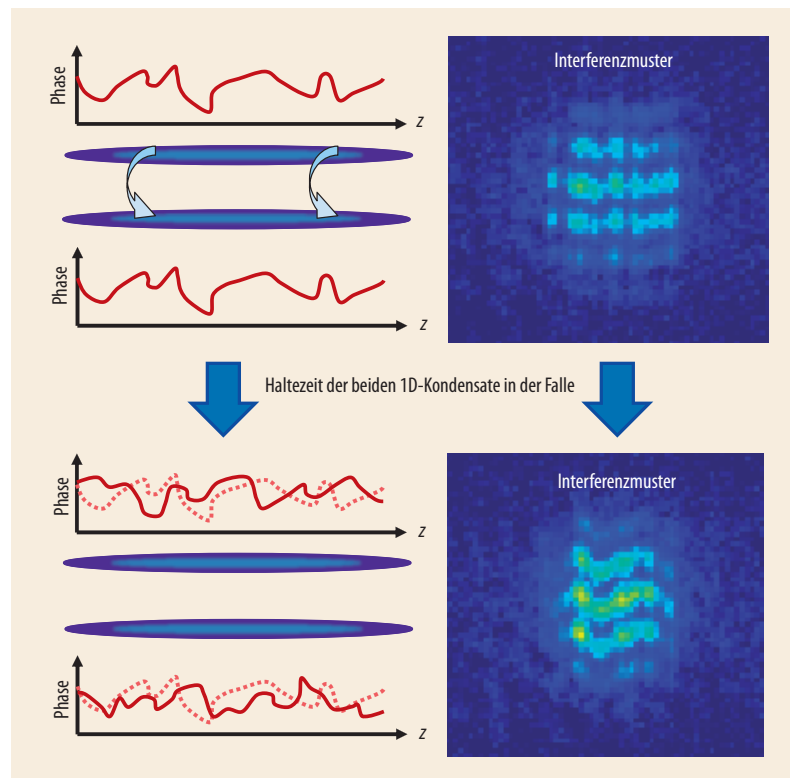


Abb. 5 Bei der Aufteilung eines 1D-Bose-Einstein-Kondensats kopiert man den longitudinalen Phasenverlauf. Da bei der Interferenz die relative Phase zwischen den beiden Kondensathälften gemessen wird, ist diese entlang z Null. Als Interferenzmuster resultieren somit parallele

Streifen (oben). Hält man die beiden Hälften nach dem Aufteilen noch einige Zeit in der Falle, entwickeln sich die longitudinalen Phasenverläufe unabhängig voneinander. Nun ist die relative Phase nicht mehr zwangsläufig Null, was sich im Interferenzbild zeigt (unten).

schnell sich die Phasen auseinander entwickeln. Der sog. Kohärenzfaktor $\Psi(t)$, für den ein sub-exponentieller Zerfall vorhergesagt wird, quantifiziert diesen Prozess [16]:

$$\Psi(t) \propto e^{-(t/t_0)^{2/3}}$$

Interferenzexperimente mit Quantengasen haben diese Vorhersage, die universell für thermische Prozesse in 1D-Superflüssigkeiten gilt, erstmals bestätigt [7]. Zusätzlich haben die Experimente gezeigt, dass eine Tunnelkopplung zwischen beiden Kondensathälften der Dekohärenz entgegenwirkt – analog zur Injektionsstabilisierung zweier Laser.

Basis einer Quantentechnologie

Die Materiewellenoptik, insbesondere Interferometrie auf Atomchips, ist ein faszinierendes, sich schnell entwickelndes Forschungsgebiet. Es ermöglicht einerseits grundlegende Untersuchungen komplexer Quantensysteme und verspricht andererseits Anwendungen im Bereich der Präzisionsmessungen.

Auf der apparativen Seite werden zunehmend kompakte und transportable Aufbauten entwickelt, die eine eigene Energieversorgung, Computersteuerung, ein Laser- und Vakuumsystem sowie den Atomchip bereitstellen. Hier ist in den kommenden Jahren eine Integration weiterer atomoptischer Komponenten, vor allem in der Detektion zu erwarten. Noch offen ist die Frage, ob sich Materiewellen wieder kombinieren lassen: Während ein Strahlteiler in der Optik ganz selbstverständlich auch zwei Strahlen wieder zusammenführen kann, ist bei Materiewellen erst ansatzweise verstanden, wie man die Aufteilung umkehren könnte.

Grundlegende Fragen zur Materiewelleninterferometrie werden derzeit in komplexen Laborapparaturen untersucht. Ein Thema ist besonders relevant: Anders als Photonen üben Atome eine (nichtlineare) Wechselwirkung aufeinander aus. Dies führt zu einer dispersiven Ausbreitung des Wellenpaketes und kompliziert die Phasenentwicklung. Zwei experimentelle Ansätze zeichnen sich ab: Mithilfe von Feshbach-Resonanzen lässt sich die meist repulsive atomare Wechselwirkung reduzieren oder sogar abschalten. Inwieweit sich diese Methode für Atomchips und Interferometrie eignet, ist derzeit noch offen. Alternativ kann man sich die Wechselwirkungen bewusst zunutze machen. Hierbei verwendet man wiederum Analogien aus der nichtlinearen Optik, um „gequetschte Zustände“ zu erzeugen, die sich in der Interferometrie deutlich robuster verhalten. Zusätzlich lassen sich mittels derartiger Zustände beide Wellenpakete makroskopisch verschränken [18].

Angesichts des raschen Fortschritts der letzten Jahre sind wir ausgesprochen optimistisch, dass sich die technischen und fundamentalen Fragen lösen lassen und uns bald eine umfassende, integrierte Materiewellenoptik auf Atomchips zum Einsatz in Technologie und Forschung zur Verfügung steht.

*

Wir danken den ehemaligen und aktuellen Mitgliedern der Forschungsgruppen in Innsbruck, Heidelberg und Wien für ihren Enthusiasmus und ihr Engagement bei der Erforschung atomarer Quantengase auf Atomchips. Wir danken den nationalen und europäischen Organisationen zur Wissenschaftsförderung für ihre Unterstützung, insbesondere der DFG und dem Fonds zur Förderung der Wissenschaftlichen Forschung.

Literatur

- [1] W. Ketterle, *Physikalische Blätter*, Juli 1997, S. 677
- [2] J. Fortágh und C. Zimmermann, *Physik Journal*, Juni 2003, S. 39
- [3] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. W. Hänsch und J. Reichel, *Nature* **413**, 498 (2001)
- [4] S. Wildermuth et al., *Nature* **435**, 440 (2005)
- [5] S. Aigner et al., *Science* **319**, 1226 (2008)
- [6] T. Schumm et al., *Nature Physics* **1**, 57 (2005)
- [7] S. Hofferberth, I. Lesanovsky, B. Fischer, T. Schumm und J. Schmiedmayer, *Nature* **449**, 324 (2007)
- [8] R. Folman, P. Krüger, J. Schmiedmayer, J. Denschlag und C. Henkel, *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **48**, 263 (2002)
- [9] J. Fortágh und C. Zimmermann, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 235 (2007)
- [10] G. Birkel, *Physik Journal*, November 2005, S. 45
- [11] Y. Colombe et al., *Nature* **450**, 272 (2007)
- [12] E. Muskat, D. Dubbers und O. Schärpf, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2047 (1989)
- [13] L. Pricoupenko, H. Perrin und M. Olshani (Hrsg.), *Quantum Gases in Low Dimensions*, *Journal De Physique* **116** (2004)
- [14] I. Bloch, J. Dalibard und W. Zwerger, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 885 (2008)
- [15] S. Hofferberth et al., *Nature Physics* **4**, 489 (2008)
- [16] R. Bistritzer und E. Altman, *PNAS* **104**, 9955 (2007)
- [17] V. Gritsev, E. Altman, E. Demler und A. Polkovnikov, *Nature Physics* **2**, 705 (2006)
- [18] J. Esteve et al., *Nature* **455**, 126 (2008)

DIE AUTOREN

Thorsten Schumm (FV Quantenoptik) studierte Physik und Philosophie in Berlin, Innsbruck und Heidelberg. Die Promotion führte er als binationales Projekt in Heidelberg und Paris/Orsay durch. Seine Dissertation wurde 2007 mit dem Ruprecht-Karls-Preis ausgezeichnet. Nach einem Forschungsaufenthalt in Toronto ist er seit 2006 Universitätsassistent am Atominstitut in Wien. Hier beschäftigt er sich primär mit niedrigdimensionalen Quantengasen auf Atomchips.



Jörg Schmiedmayer studierte Physik und Astronomie in Wien und am CERN und promovierte 1987 an der TU Wien bei H. Rauch. Anschließend forschte er in den USA am Oak Ridge National Lab, Rowland Institute of Science, an der Harvard University und am MIT. 1995 ging er nach Innsbruck, um in seiner eigenen Gruppe den Atomchip zu entwickeln. 2000 übernahm Schmiedmayer einen Lehrstuhl an der Uni Heidelberg und kehrte 2007 an die TU Wien zurück. 2006 erhielt er den renommierten Wittgensteinpreis des Österreichischen Forschungsministeriums. In seiner Freizeit genießt er klassische Musik, modernes Theater und durchflügt auf Reisen ferne Länder, auf Skiern tiefschneebedeckte Bergänge und mit dem Teleskop den nächtlichen Himmel.

