

Ultrakalte Quantenpendel

Tunnelnde Gase sind ein ideales Testsystem, um grundlegende Vielteilchen-Dynamik zu untersuchen.

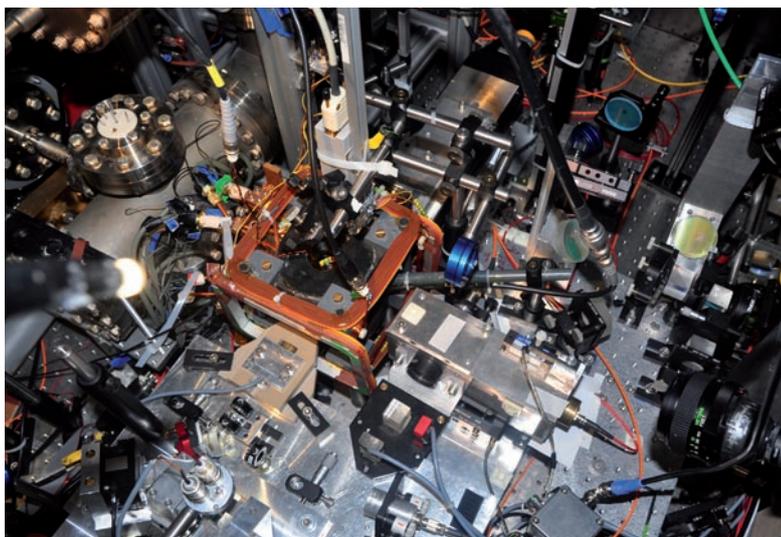
Christian Groß und Markus Oberthaler

Das Phänomen des Tunnelns – das Durchdringen von Barrieren – ist ein Paradebeispiel dafür, dass sich Teilchen in der Quantenwelt anders verhalten als in der klassischen. Kürzlich gelang es erstmals, das Tunneln makroskopischer Atomgase im Experiment direkt zu beobachten. Unter gewissen Näherungen lässt sich das komplizierte Vielteilchensystem mit einem einzigen Freiheitsgrad beschreiben, dessen Bewegungsgleichung derjenigen eines starren Pendels entspricht.

Während ein Mensch angesichts eines Berges auf seinem Weg nur die Alternativen hat, umzukehren, den Berg zu umgehen oder darüber zu steigen, erlauben es die Gesetze der Quantenmechanik einem mikroskopischen Teilchen, einen Potentialberg spontan zu durchtunneln. Die quantenmechanische Beschreibung ordnet jedem Teilchen eine Wahrscheinlichkeitswelle (de-Broglie-Welle) zu, die von einem hohen Potential zwar im Wesentlichen reflektiert wird. Gleichzeitig impliziert die Stetigkeitsbedingung der Wellenfunktion aber, dass immer ein Teil in die Barriere ein- und sie auch durchdringt. Daher taucht das Teilchen mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit hinter der Barriere auf.

Sind viele Teilchen im Spiel, so lässt sich das Konzept des Tunnelns einfach erweitern, falls diese Teilchen unabhängig voneinander sind. Was passiert aber, wenn sie sich kollektiv verhalten, wie Cooper-Paare in Supraleitern [1, 2], ^3He -Atome in der superfluiden Phase [3] oder ultrakalte Gase, abgekühlt bis zur Bose-Einstein-Kondensation [4]? Dann spielt die Wechselwirkung zwischen den Konstituenten eine wesentliche Rolle und modifiziert das Tunneln, sie kann dieses sogar signifikant unterdrücken. In seiner Doktorarbeit beschrieb Brian David Josephson 1961 diese Situation [1]. Daher nennt man eine experimentelle Anordnung, bei der eine Tunnelbarriere zwei Systeme trennt, die sich jeweils durch eine makroskopische Wellenfunktion beschreiben lassen, einen Josephson-Kontakt. Für die Beobachtung und die theoretische Beschreibung makroskopischen Tunnelns in Festkörpersystemen erhielten Leo Esaki, Ivar Giaever und Brian D. Josephson 1973 den Nobelpreis.

In diesem Artikel stellen wir die ersten Experimente vor, die das makroskopische Tunneln von zwei Atomgasen nachgewiesen haben. Dass dies erst mehr als



40 Jahre nach der Entdeckung in Festkörpern gelang, liegt daran, dass die Tunnelwahrscheinlichkeiten nur für Barrierenbreiten in der Größenordnung der de-Broglie-Wellenlänge nicht verschwinden. Darüber hinaus hängt die Tunnelwahrscheinlichkeit exponentiell von der Barrierenhöhe ab. Das stellt große Anforderungen an die Stabilität des experimentellen Aufbaus.

Für die Erzeugung von bosonischen Atomgasen mit makroskopischer de-Broglie-Wellenlänge ist die Natur glücklicherweise auf der Seite des Experimentators. Kühlt man ein bosonisches Gas ab, so kommt es unterhalb einer kritischen Temperatur zur Bose-Einstein-Kondensation – fast alle Teilchen besetzen dann den Grundzustand des Systems. Damit wird die korrespondierende de-Broglie-Welle makroskopisch groß und liegt entsprechend der Ausdehnung des Gases bei eini-

Der experimentelle Aufbau für das Tunneln von Quantengasen ist ungleich komplizierter als ein klassisches Pendel.

KOMPAKT

- Mithilfe von Lichtfeldern lässt sich ein Doppeltopfpotential erzeugen, durch das kalte Atomgase (Bose-Einstein-Kondensate) tunneln können.
- Je nach Potentialparametern und Anfangsbedingungen lassen sich verschiedene Regimes des Tunnelns nachweisen – kollektives Tunneln oder unterdrücktes Tunneln durch Wechselwirkung.
- Das bei endlichen Temperaturen auftretende Phasenrauschen erlaubt es, die Temperatur weit unterhalb der Bose-Einstein-Kondensation zu bestimmen und den dritten Hauptsatz der Thermodynamik zu testen.

Dipl.-Phys. Christian Groß, Prof. Dr. Markus Oberthaler, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, Im Neuenheimer Feld 227, 69120 Heidelberg

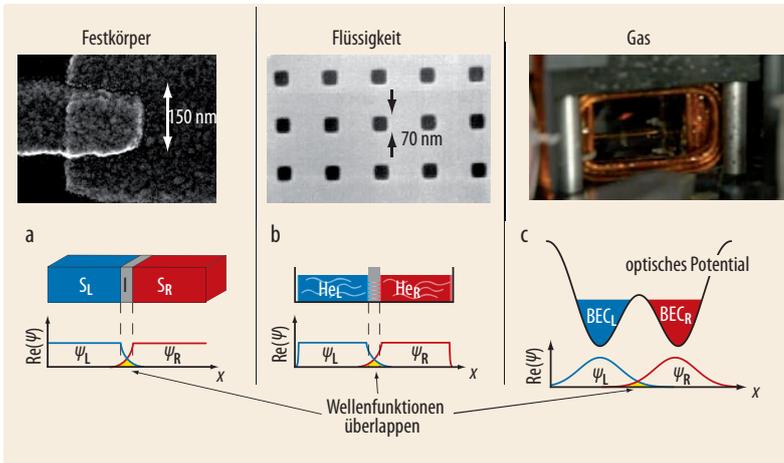


Abb. 1 Tunnelerperimente mit supraleitenden Festkörpern (a, Saclay/Frankreich), mit suprafluidem Helium (b, Berkeley/USA) oder mit ultrakalten bosonischen Atomen (c, Heidelberg) haben auf der mikroskopischen Skala gemeinsam, dass die Wellenfunktionen durch die Barriere hindurch überlappen.

gen Mikrometern. Darüber hinaus verhält sich das Gas reibungsfrei, es ist superfluid. Im Jahr 2006 gelang es erstmals, eine hochstabile Tunnelbarriere für ultrakalte Gase experimentell zu realisieren [4]; inzwischen ist dies auch in weiteren Labors gelungen [5].

Die im Zusammenhang mit dem makroskopischen Tunneln untersuchten Systeme Festkörper, Flüssigkeit und Gas scheinen auf den ersten Blick nicht viel gemeinsam zu haben. Die absoluten Längen liegen bei Festkörpersystemen und Quantenflüssigkeiten im Bereich von Nanometern, im atomaren System hingegen bei Mikrometern. Die wichtigen relativen Längenskalen, nämlich Kohärenzlänge der Wellenfunktion und Ausdehnung der Tunnelbarriere, sind aber vergleich-

bar. In allen Fällen überlappen die Wellenfunktionen des linken und des rechten Halbraums; dies ist eine essenzielle Voraussetzung für periodisches Tunneln zwischen beiden Seiten (Abb. 1).

Ein wesentlicher Unterschied ist jedoch, dass das Festkörpersystem offen ist – die Wellenfunktion verschwindet also nicht im Grenzfall großer Abstände –, während die ultrakalten Gase ein abgeschlossenes System bilden. Als Folge davon lässt sich im Festkörpersystem und in Quantenflüssigkeiten das Tunneln nur indirekt über charakteristische Abhängigkeiten von Transporteigenschaften wie Teilchenstrom und Spannung bzw. Druck nachweisen. Im Atomsystem kann man hingegen direkt die Anzahl der Atome beobachten, die vom einen zum anderen Potentialtopf tunneln, und sogar die relative Phase zwischen der „linken“ und der „rechten“ Wellenfunktion direkt messen. Schließlich repräsentiert das Schema in Abb. 1 eine gute mikroskopische Beschreibung für atomare Gase, während es die tatsächliche Situation in Festkörpern und Quantenflüssigkeiten extrem vereinfacht. Damit haben die Atomgase das Potenzial, zum experimentellen Testsystem für Vielteilchentunneln zu avancieren, zumal die ersten Ergebnisse sehr vielversprechend sind.

Doppeltopf aus Licht

Wie lässt sich nun eine Potentialbarriere für die Atome erzeugen? Die Antwort liegt in einer besonderen Eigenschaft der ultrakalten Gase, nämlich ihrer internen Struktur. Sie ermöglicht die resonante Wechselwirkung mit Licht und erlaubt es damit, sowohl sehr

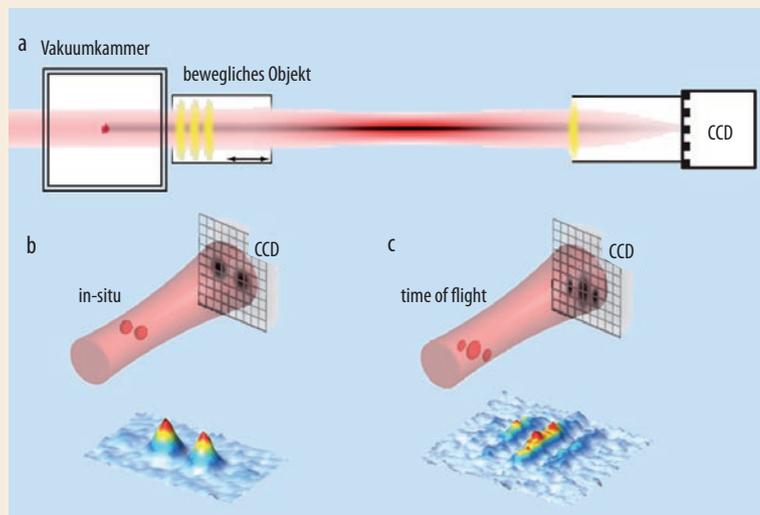
NACHWEIS MIT LICHT

Die resonante Wechselwirkung von Atomen mit Licht macht nicht nur die Realisierung des Doppeltopfpotentials möglich, sondern erlaubt es darüber hinaus, sowohl die Dichte eines Gases als auch die relative Phase zwischen zwei Gasen unmittelbar zu beobachten.

Beleuchtet man das Gas mit einem Laserstrahl, dessen Frequenz genau auf die optische Übergangsfrequenz des Atoms abgestimmt ist, so absorbieren die Atome das Licht und emittieren es anschließend wieder spontan, d. h. in alle Richtungen. Damit streut die Atomwolke das Licht aus dem Laserstrahl und manifestiert sich als Schatten im transmittierten Strahl (Abb. a). Nach dem Beer-Lambertschen Absorptionsgesetz resultiert aus dem mit einem CCD gemessenen, in Laserstrahlrichtung integrierten Absorptionssignal die zweidimensionale atomare Dichteverteilung. Diese Messmethode liefert direkt die räumliche Verteilung der Intensität einer Materiewelle eines Bose-Einstein-Kondensats, gibt aber keinen Aufschluss über die relative Phase zwischen zwei Wellenfunktionen. Die Pha-

se erhält man aber, wenn man nicht die Dichteverteilung in der Falle nachweist („in-situ“, Abb. b), sondern die Atomwolken vor der Messung frei fallen lässt („time of flight“, Abb. c). Ist die Fallzeit so gewählt, dass die Wolken überlappen, ergibt sich ein Doppelspalt-Interferenzmuster. In direkter Analogie zu Youngs

Doppelspalt-Experiment mit Licht lässt sich die anfängliche relative Phase direkt aus dem Interferenzmuster ablesen. Konstruktive Interferenz genau zwischen den Gaswolken entspricht einer relativen Phase $\varphi = 0$, ein Minimum entspricht der Phase $\varphi = \pi$.



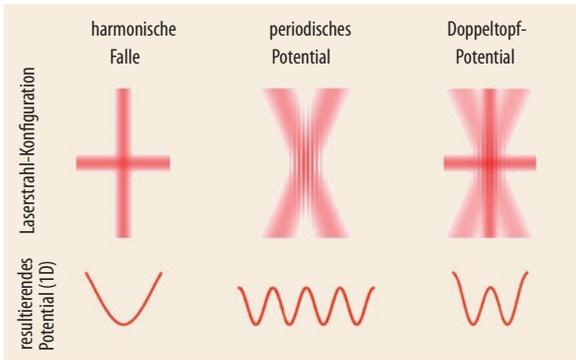


Abb. 2 Durch geschickte Addition und Interferenz von Lichtfeldern lassen sich komplexe optische Potentiale synthetisieren. Die gekreuzte Überlagerung zweier Lichtfelder ergibt ein dreidimensionales, annähernd harmonisches Potential (links). Lichtfelder mit kontrollierter, zeitlich konstanter relativer Phase ermöglichen periodische optische Potentiale (Mitte). Das effektive Doppeltopfpotential entsteht aus harmonischer Falle und eindimensionalem periodischem Potential (rechts).

allgemeine Potentiale zu erzeugen als auch atomare Dichteverteilungen räumlich aufgelöst zu detektieren (Infokasten „Nachweis mit Licht“).

Potentiale aus Licht resultieren aus der Wechselwirkung des Lichts mit dem von ihm selbst induzierten atomaren Dipol. Dementsprechend sind die Energie und damit das optische Potential proportional zum Quadrat des Feldes, d. h. zu der Intensität. Falls die Lichtfrequenz kleiner ist als die Frequenz des atomaren Übergangs wird die potentielle Energie am Intensitätsmaximum minimal – die Atome werden zum Lichtfeldmaximum gezogen.

Damit ist es jetzt nunmehr die Aufgabe des Experimentators, die räumliche Intensitätsverteilung für das gewünschte Potential zu erzeugen. Um ein Doppeltopfpotential zu realisieren, haben wir in unseren Experimenten den Weg der „Addition“ von verschiedenen Lichtfeldern gewählt. Zwei fokussierte inkohärente Lichtstrahlen erzeugen eine dreidimensionale harmonische Falle (Abb. 2). Ein eindimensionales optisches Gitter, das aus vielen Barrieren besteht, teilt das Potential. Zwei am Ort der harmonischen Falle interferierende Lichtfelder bilden dieses Gitter mit einer

Periodizität von $5 \mu\text{m}$ – die Periodizität ergibt sich aus dem Winkel zwischen den Strahlen. Da die Tunnelzeit zwischen den beiden Potentialtöpfen exponentiell mit der Barrierenhöhe skaliert, kann eine kleine Änderung der Barrierenhöhe die Tunnelzeit von experimentell zugänglichen Zeiten von einigen Millisekunden zu unbeobachtbaren Zeiten wie Tage verschieben. Die Barrierenhöhe lässt sich im Experiment aber durch eine aktive Intensitätsstabilisierung der Lichtfelder mit einer Genauigkeit von einem Promille relativ einfach kontrollieren. Eine experimentelle Herausforderung besteht jedoch darin, die räumliche Position der Barriere stabil zu halten, die idealerweise genau mit dem Potentialminimum der harmonischen Falle zusammenfällt. Die Erzeugung durch Interferenz ermöglicht es, die Position aktiv durch Änderung der Phase eines der interferierenden Strahlen zu stabilisieren. Die harmonische Falle und das periodische Potential müssen dabei relativ zueinander auf weniger als 100 nm genau stabilisiert sein – dies ist auch die relevante Skala in Festkörpersystemen.

Viele Teilchen – ein Freiheitsgrad

In dem nun folgenden, etwas formaleren Exkurs möchten wir zeigen, dass sich das System aus zwei ultrakalten Atomgasen, die durch eine Tunnelbarriere getrennt sind, durch einen einzigen Freiheitsgrad beschreiben lässt. Die zugehörige Bewegungsgleichung entspricht derjenigen eines klassischen starren Pendels. Ausgangspunkt ist die Tatsache, dass atomare Bose-Einstein-Kondensate schwach wechselwirkende Gase sind. Schwach bedeutet dabei nicht, dass die Wechselwirkung zwischen den Teilchen vernachlässigbar ist, sie dominiert sogar in fast allen Experimenten. Schwach bezieht sich darauf, dass die Bildung von Molekülen das Experiment nicht limitiert. Im Meanfield-Limit, das die „Granularität“ durch die Präsenz einzelner Teilchen vernachlässigt, erfüllt die makroskopische Wellenfunktion Ψ die Gross-Pitaevskii-Gleichung:

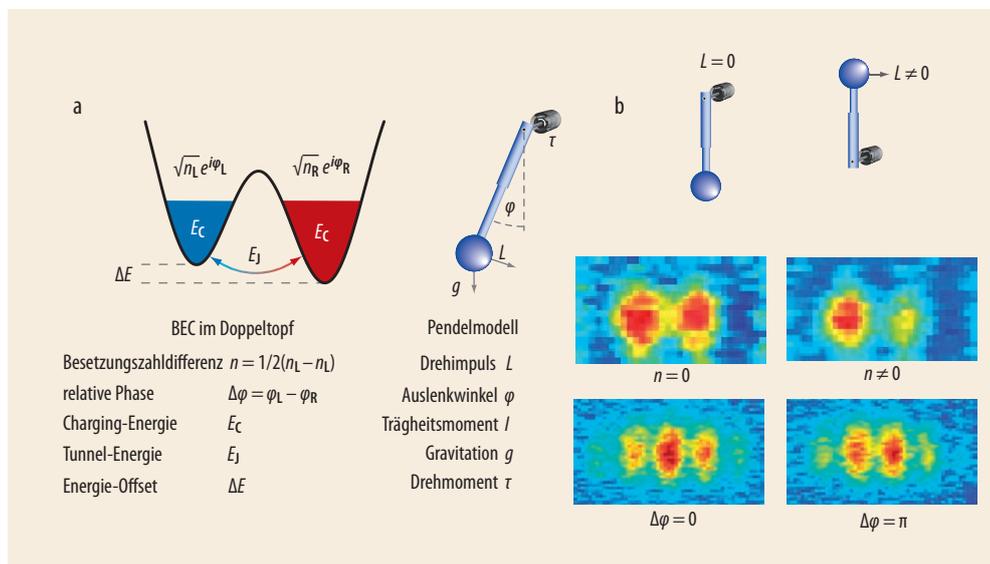


Abb. 3 Die Dynamik eines Bose-Einstein-Kondensats im Doppeltopfpotential entspricht im Grenzfall kleiner Oszillationsamplituden der Teilchenzahldifferenz n derjenigen eines einfachen mechanischen Pendels (a). Aus Absorptionsspektren lässt sich die Besetzungszahldifferenz n bzw. die relative Phase $\Delta\varphi$ der linken und rechten Wellenfunktion ablesen (b). Oben ist der dazugehörige momentane Auslenkungszustand des entsprechenden Pendels gezeigt.

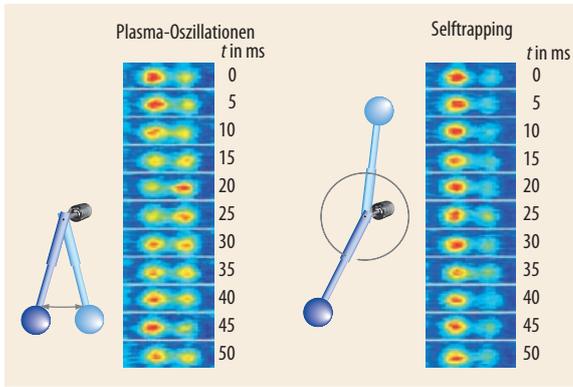


Abb. 4 Absorptionbilder für verschieden präparierte Atomzahlunterschiede im Doppelpotf. Für kleine Differenzen (links) ist die Tunneldynamik deutlich zu erkennen, entsprechend der oszillierenden Bewegung im Pendelbild. Für große Atomzahlunterschiede ist jedoch keine Dynamik sichtbar; dies entspricht dem Rotieren des Pendels, rechts.

$$i\hbar\partial_t\Psi = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi + (V + g|\Psi|^2)\Psi \quad (1)$$

mit der Atommasse m , dem optischen Potential V und der Wechselwirkung zwischen den Atomen g . Eine gute Näherungslösung für die Dynamik im Doppelpotential erlaubt der sog. Zwei-Moden-Ansatz. Demnach ist die makroskopische Wellenfunktion eine Überlagerung von Wellenfunktionen Ψ_L bzw. Ψ_R , die im linken bzw. im rechten Topf lokalisiert sind.

Die aus Gleichung (1) resultierende relativ einfache Zeitentwicklung lässt sich auf ein klassisches Problem abbilden, wenn man nicht die Wahrscheinlichkeitsamplituden, sondern die daraus resultierenden beobachtbaren Größen betrachtet, nämlich Teilchenzahldifferenz $n = (n_L - n_R)/2$ und relative Phase $\varphi = (\varphi_L - \varphi_R)$. Beide Größen hängen mit den entsprechenden Wellenfunktionen Ψ zusammen über z. B. $\Psi_L(t) = \sqrt{n_L(t)} e^{i\varphi_L(t)}$. Im Fall kleiner Atomzahldifferenz n gegenüber der Gesamtatomzahl N ergeben sich die Bewegungsgleichungen von n und φ aus der Hamiltonfunktion [6]:

$$H = \frac{E_C}{2} n^2 - E_J \cos \varphi, \quad (2)$$

wobei sich E_C und E_J experimentell bestimmen lassen. E_C hängt mit der Wechselwirkung zwischen den Teilchen zusammen: Bei sich abstoßenden Teilchen ist E_C positiv und beschreibt entsprechend, dass es Energie kostet, mehr Teilchen ($n \neq 0$) auf einer Seite der Barriere zu haben. E_J beschreibt die Tunnelkopplung. Je niedriger die Barriere ist, umso höher der Wert.

Im Grenzfall kleiner Variationen der anfänglichen Atomzahldifferenz n lässt sich Gl. (2) schreiben als [7]

$$H = \frac{E_C}{2} n^2 - \frac{1}{E_C} \omega_p^2 \cos \varphi, \quad (3)$$

wobei $\omega_p/2\pi$ die so genannte Plasmafrequenz ist. Gleichung (3) hat die Form einer Hamilton-Funktion eines klassischen mechanischen Pendels:

$$H = \frac{1}{2I} L^2 - I \frac{g}{l} \cos \varphi \quad (4)$$

Das atomare System lässt sich in das mechanische übersetzen (Abb. 3a). Wie bereits erwähnt, haben wir

die Physik des eigentlich komplizierten N -Teilchen-Problems jetzt auf die Physik eines effektiven Freiheitsgrads reduziert.

Ein wesentlicher Vorteil des verwendeten atomaren Systems gegenüber Festkörpern und Quantenflüssigkeiten ist die Möglichkeit, sowohl die Atomzahldifferenz – also den Drehimpuls des Pendels – als auch die relative Phase zwischen linker und rechter Wellenfunktion – die Auslenkung des Pendels – direkt messen zu können (Infokasten „Nachweis mit Licht“). Abb. 3b zeigt typische Absorptionbilder mit dem dazugehörigen Bewegungszustand des Pendels.

Um die Dynamik des Bose-Einstein-Kondensats zu initiieren, also das Pendel anzustoßen, erzeugen wir eine asymmetrische Dichteverteilung in den beiden Töpfen. Dies gelingt durch gezieltes Verschieben der Barriere, bevor wir zum Zeitpunkt $t = 0$ das Potential in eine symmetrische Form bringen. Die Ergebnisse zeigen, dass die beobachtete Dynamik stark von dem präparierten Teilchenzahlunterschied abhängt (Abb. 4): Bei kleinem Unterschied (ca. 700 Atome links, 400 rechts) tunnelt das Gas periodisch zwischen den beiden Töpfen, bei großem Unterschied (900 bzw. 200 Atome) zeigt es keinerlei offensichtliche Tunneldynamik.

Im Pendelmodell lässt sich diese Beobachtung einfach verstehen: Ein mechanisches Pendel führt je nach anfänglichem Drehimpuls, also der Atomzahldifferenz bei $t = 0$, eine oszillierende oder rotierende Bewegung aus. Diese Bewegungen entsprechen dem Hin- und Her-Tunneln bzw. Gefangensein der Gase auf einer Seite. Dieses einfache Modell impliziert auch, dass die relative Phase – der Auslenkungswinkel des Pendels – bei der Oszillation beschränkt ist und 90° außer Phase mit der Dichteverteilung oszilliert, während sie bei der Rotation linear mit der Zeit anwächst. Die Messung von relativer Phase und Atomzahldifferenz erlaubt es, die Trajektorien im Phasenraum zu bestimmen (Abb. 5).

Die Reduktion von N wechselwirkenden Bosonen auf einen Freiheitsgrad ist nur unter der Annahme

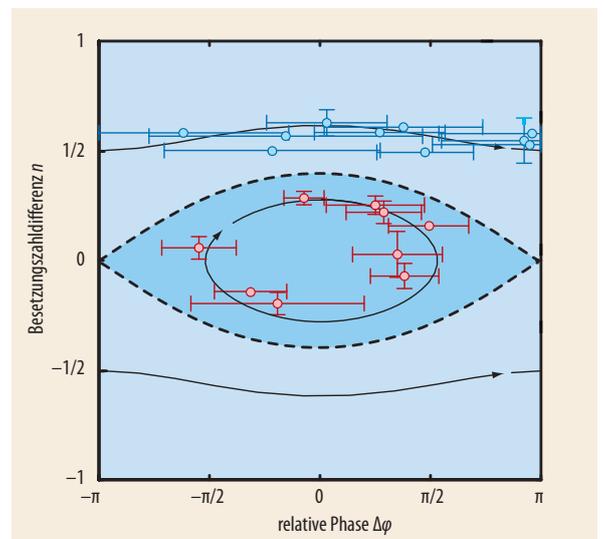


Abb. 5 Der Phasenraum des Atomgases im Doppelpotential: Anfangszustände innerhalb der Separatrix (gestrichelte Linie) entsprechen einer Oszillation des Pendels, Anfangszustände, die außerhalb liegen, einer Rotation.

möglich, dass alle Teilchen entweder die linke oder die rechte makroskopische Wellenfunktion besetzen, also kondensiert sind. Dies entspricht einer verschwindenden Temperatur. Wir zeigen nun, dass sich auch eine endliche, sehr tiefe Temperatur in recht einfacher Weise berücksichtigen lässt.

Phasenrauschen als Thermometer

Bei endlicher Temperatur treten im Kondensat Anregungen in höhere Moden auf. Im Pendelbild lässt sich die endliche Temperatur durch ein thermisches Bad berücksichtigen. Dieses bewirkt eine Zitterbewegung des Pendels, d. h. die Auslenkung fluktuiert. Im thermischen Mittel sind in jedem Freiheitsgrad $k_B T/2$ Energie enthalten: Man erwartet demnach eine lineare Abhängigkeit der Fluktuationen von der Temperatur $k_B T/2 = \langle \varphi^2 \rangle \cdot E_J/2$. Übersetzt auf das Atomgas im Doppeltopfpotential folgt daraus, dass die relative Phase der beiden entarteten Gase umso stärker fluktuiert, je höher die Temperatur ist. Darüber hinaus sollte die Oszillationsamplitude ansteigen, wenn die Tunnelenergie E_J sinkt (das entspricht im Pendelbild einer schwächeren Gravitation).

Experimentell lassen sich die Fluktuationen bestimmen, indem man viele Experimente möglichst identisch wiederholt und die Variationen der interessanten Messgröße analysiert. Wie erwartet wachsen die Phasenfluktuationen mit steigender Barriere und steigender Temperatur an (Abb. 6a, b). Wenn die Daten mit der relevanten physikalischen Größe, in diesem Fall dem Verhältnis aus Temperatur und Tunnelenergie $k_B T/E_J$, skaliert werden, fallen alle Messwerte auf eine universelle Kurve (Abb. 6c) [8].

Diese Abhängigkeit von einem einzigen relevanten Parameter ist einerseits ein beeindruckender Test der Theorie bzw. des einfachen Modells, andererseits erlaubt sie es, der Fluktuationsamplitude eineindeu-

tig eine Temperatur zuzuordnen. Ist es daher von Vorteil, mithilfe des Phasenrauschens Temperaturen von kalten Gasen zu bestimmen? Üblicherweise dient dazu die Methode der freien Expansion, bei der die Expansionsgeschwindigkeit des thermischen, also nichtkondensierten Anteils der Atome mit der Temperatur skaliert. Unterhalb der Übergangstemperatur zum Bose-Einstein-Kondensat T_c skaliert aber der Anteil der thermischen Atome mit $(T/T_c)^3$, sodass bei sehr tiefen Temperaturen im Bereich von $T = T_c/10$ nur noch eins von tausend Teilchen nicht kondensiert ist. Darüber hinaus beeinflusst der Kondensatanteil stark die Form und Ausdehnung des thermischen Anteils.

In diesem Regime ist es dementsprechend unmöglich, Temperaturen mit der Standardmethode zu bestimmen. Ganz anders verhält es sich mit der Phasenrausch-Thermometrie. Da diese auf den makroskopisch besetzten Zuständen basiert, d. h. dem Kondensat im linken und rechten Potentialtopf, lässt sie sich vor allem bei extrem tiefen Temperaturen anwenden. Das Konzept der Rauschthermometrie ist sehr allgemein und wird schon seit Jahren zur primären Temperaturmessung eingesetzt [9].

Die Phasenrausch-Thermometrie hat es erstmals erlaubt, die Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität ultrakalter bosonischer Gase bei sehr tiefen Temperaturen zu bestimmen. Hierzu wird einfach der Temperaturanstieg bei konstantem Energieeintrag pro Zeit in das Kondensat, der durch technisches Rauschen gegeben ist, gemessen (Abb. 7). Klar ist zu erkennen, dass der Temperaturanstieg für tiefe Temperaturen mit 4 nK/s am größten ist. Das entspricht dem dritten thermodynamischen Hauptsatz, nach dem die Wärmekapazität im Grenzfall $T = 0$ verschwindet (Inset in Abb. 7). Dementsprechend führt für sehr tiefe Temperaturen bereits ein kleiner Energieeintrag zu einer signifikanten Temperaturerhöhung des Gases. Die durchgezogene Linie zeigt den erwarteten Verlauf unter der Annahme der

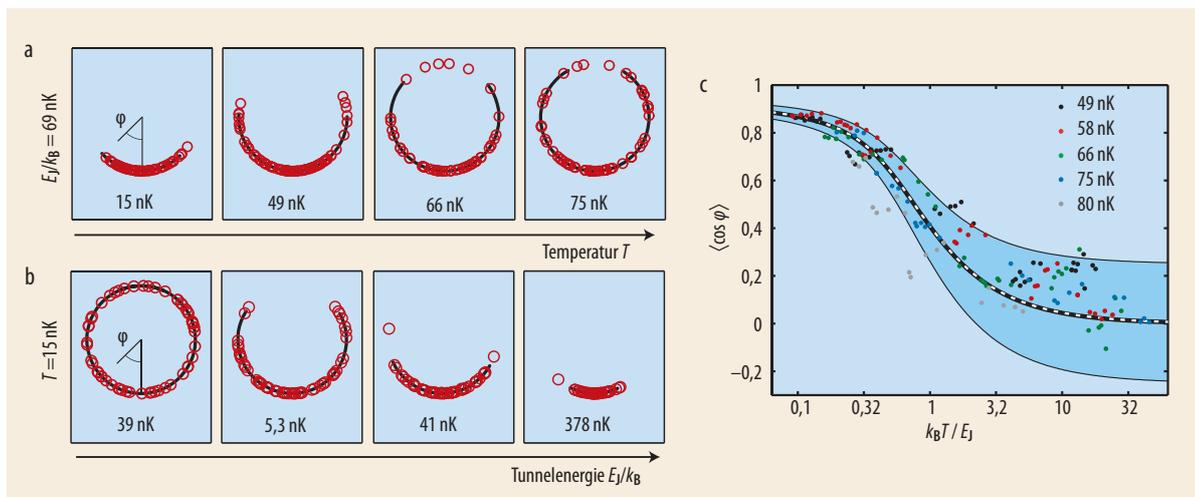


Abb. 6 Bei konstanter Tunnelenergie E_J/k_B wächst die Phasenvarianz mit der Temperatur (a), bei konstanter Temperatur fällt die Phasenvarianz mit zunehmender Tunnelenergie (b). Im Pendelbild

entspricht eine kleine Tunnelkopplung einer schwachen Gravitation, eine starke Kopplung einer starken Gravitation. Die Phasenfluktuationen skalieren einheitlich, wenn man sie gegen das Verhältnis

aus Temperatur und Tunnelkopplung aufträgt (c). Damit ergibt sich eine eindeutige Beziehung zwischen Phasenrauschen und Temperatur.

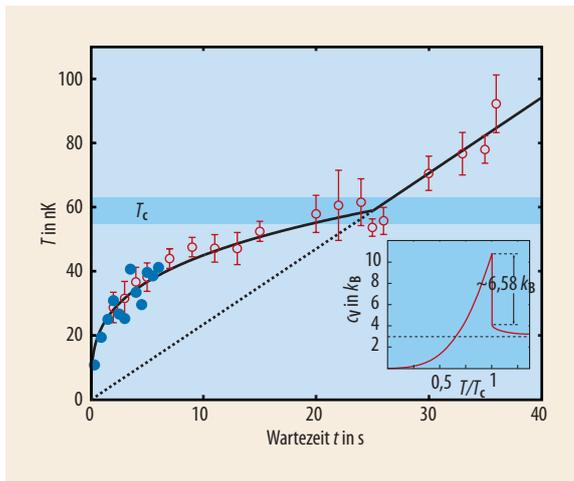


Abb. 7 Die Phasenrausch-Thermometrie erlaubt es, Temperaturen weit unterhalb der Übergangstemperatur zum Bose-Einstein-Kondensat zu messen (blaue Kreise). Für höhere Temperaturen kommt die Expansionsmethode zum Einsatz (rote Symbole). Der starke Anstieg der Temperatur für kurze Warte- und damit Heizzeiten weist auf eine verschwindende Wärmekapazität hin (Inset). Die schwarze durchgezogene Linie ist eine Anpassung des erwarteten Temperaturverlaufs an die gemessenen Daten, um den Exponenten der temperaturabhängigen Wärmekapazität c_V zu bestimmen.

temperaturabhängigen Wärmekapazität $c_V \propto (T/T_c)^\gamma$. Für nicht wechselwirkende Bosonen in einer harmonischen Falle erwartet man $\gamma = 3$; die Messung ergibt $\gamma = 2,7 \pm 0,3$. Natürlich hat die hier konkret vorgestellte Thermometrie nur direkte Anwendung auf dem Gebiet der kalten Quantengase – dort aber erschließt sie neue Temperaturbereiche.

Wohin geht's?

Die allgemeine physikalische Situation – viele Teilchen in zwei Moden – ist intrinsisch mit dem Konzept von Interferometrie verbunden. Daher liegen Anwendungen wie die Verbesserung von Gravitationsmessungen oder des Zeitstandards wesentlich näher. Da thermische Fluktuationen die Genauigkeit von Vielteilcheninterferometern limitieren, ist ihr grundlegendes Verständnis eine wichtige Voraussetzung, um Interferometer zu verbessern. Neueste Ergebnisse zeigen, dass sich diese Fluktuationen unterdrücken und sogar die Quantenfluktuationen kontrollieren lassen [10]. Damit ist der Weg zur Anwendung für Atominterferometrie geebnet, wenn auch der Weg zur technologischen Anwendung noch immer sehr lang erscheint. In diesem Sinne sind die hier vorgestellten Experimente sicher mehr von fundamentalem Interesse.

Schwach wechselwirkende Bose-Einstein-Kondensate in Doppelpotfensystemen sind ein vergleichsweise einfaches System. Doch gerade deshalb ist eine theoretische Beschreibung über das „Meanfield-Limit“ hinaus relativ einfach möglich. So ist es erst vor kurzem gelungen, neben den Phasenfluktuationen

auch die Atomzahlfluktuationen direkt zu messen [10]. Damit ließ sich erstmals zeigen, dass die schwache Wechselwirkung im Bose-Einstein-Kondensat Teilchenzahlfluktuationen zwischen den beiden Töpfen unter das klassisch zu erwartende Poisson'sche Rauschen (Schrotrauschen) drücken kann. Darüber hinaus erlaubt es die kombinierte Messung von Phase und Teilchenzahl zweier konjugierter Variablen, Aussagen über Separierbarkeit und Verschränkung des Vielteilchenzustandes zu machen. Diese Ergebnisse deuten darauf hin, dass das grundlegende System – zwei über einen Tunnelkontakt verbundene Quantengase – zu einem experimentellen Testsystem avancieren kann, mit dem sich grundlegende Fragen im Zusammenhang mit Vielteilchen-Verschränkung behandeln lassen.

Literatur

- [1] B. D. Josephson, Rev. Mod. Phys. **46**, 251 (1974)
- [2] Y. Makhlin, G. Schön und A. Shnirman, Rev. Mod. Phys. **73**, 357 (2001)
- [3] J. C. Davis und R. E. Packard, Rev. Mod. Phys. **74**, 741 (2002)
- [4] M. Albiez, R. Gati, J. Fölling, S. Hunsmann, M. Cristiani und M. K. Oberthaler, Phys. Rev. Lett. **95**, 010402 (2005)
- [5] S. Hofferberth, I. Lesanovsky, B. Fischer, T. Schumm und J. Schmiedmayer, Nature **449**, 324 (2007); S. Levy, E. Lahoud, I. Shomroni und J. Steinhauer, Nature **449**, 579 (2007); G. B. Jo et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 180401 (2007)
- [6] A. Smerzi, S. Fantoni, S. Giovanazzi und S. R. Shenoy, Phys. Rev. Lett. **79**, 4950 (1997)
- [7] Die Analogie mit einem klassischen Pendel ist generell möglich, allerdings hängt dann die Pendellänge von Drehimpuls und Trägheit des Pendels ab; siehe S. Raghavan, A. Smerzi, S. Fantoni und S. R. Shenoy, Phys. Rev. A **59**, 620 (1999)
- [8] R. Gati, B. Hemmerling, J. Fölling, M. Albiez und M. K. Oberthaler, Phys. Rev. Lett. **96**, 130404 (2006)
- [9] C. Enss und S. Hunklinger, Low-Temperature Physics, Springer, Heidelberg (2005)
- [10] J. Esteve, C. Gross, A. Weller, S. Giovanazzi und M. K. Oberthaler, Nature **455**, 1216 (2008)

DIE AUTOREN

Christian Groß (FV Quantenoptik/Photonik und FV Atomphysik) hat in Mainz studiert und promoviert zurzeit an der Universität Heidelberg. Er beschäftigt sich experimentell mit ultrakalten bosonischen Gasen mit mesoskopischer Atomzahl in optischen Fallen. Im Speziellen untersucht er die Eigenschaften gequetschter, verschränkter Zustände in Bose-Einstein-Kondensaten.



Markus Oberthaler (FV Quantenoptik/Photonik) studierte Physik in Innsbruck und promovierte an der Universität in Innsbruck bei Anton Zeilinger. Nach seiner zweijährigen Postdoc-Zeit in Oxford begann er 2000 als Emmy-Noether-Stipendiat, auf dem Gebiet der ultrakalten Gase zu forschen. 2004 folgte er einem Ruf an die Universität Heidelberg. 2008 wurde er für seine Arbeiten zu atomarem Tunneln und Rauschthermometrie mit dem Landesforschungspreis für Grundlagenforschung des Landes Baden-Württemberg ausgezeichnet.

