

Makroskopische Quantenphysik mit Bose-Einstein-Kondensaten

Solitonen und Wirbel geben Aufschluss über die Suprafluidität kalter atomarer Quantengase

Klaus Sengstock, Wolfgang Ertmer und Maciej Lewenstein

Die Bose-Einstein-Kondensation schwach wechselwirkender atomarer Gase hat sich in den letzten Jahren zu einem äußerst dynamischen Forschungsfeld entwickelt. Quantenphänomene wie Suprafluidität, kollektive Anregungen, Vier-Wellen-Mischung von Materiewellen und Atomlaser-Verstärker können in diesen Systemen auf makroskopischer Skala untersucht und direkt mit optischen Methoden sichtbar gemacht werden. In diesem Beitrag stellen wir einige der jüngsten Entwicklungen der Physik mit Bose-Einstein-Kondensaten vor, insbesondere die gezielte Präparation von makroskopischen Quantenzuständen, wie Vortices (englisch für Wirbel) und Solitonen.

Seit der spektakulären experimentellen Realisierung der Bose-Einstein-Kondensation (BEC) in atomaren Gasen im Jahre 1995 [1–3] hat die Physik mit Kondensaten größte Aufmerksamkeit und Publizität auch weit über die physikalische Fachpresse hinaus erfahren. Eine stetig wachsende Zahl von Forschungsgruppen – derzeit etwa 20 – arbeitet experimentell mit Kondensaten, und seit 1995 wurden mehr als 1000 Veröffentlichungen zur Physik mit atomaren Bose-Einstein-Kondensaten publiziert. Auch an dieser Stelle wurde bereits mehrfach über Bose-Einstein-Kondensation [4–6] und die eng verwandte Physik der Atomlaser [7] berichtet.

Welche besonderen, physikalischen Aspekte sind es, die eine derartige Resonanz auf die Physik atomarer Quantengase hervorrufen? Schließlich wurde das quantenstatistische Phänomen der Kondensation eines Gases bei Überschreiten einer kritischen Phasenraumdichte schon 1925 von A. Einstein, auf Basis einer Arbeit zur Statistik ununterscheidbarer Teilchen von S. N. Bose, vorausgesagt und seit den dreißiger Jahren ausgiebig im Zusammenhang mit der Physik des suprafluiden Helium untersucht. Auch in Festkörpersystemen wurde die Kondensation von Exzitonen theoretisch studiert, und die Kondensation identischer Bosonen wird mit Suprafluidität in Atomkernen und im Zusammenhang mit Neutronensternen seit langem diskutiert.

Die Bose-Einstein-Kondensation ist zunächst ein rein quantenstatistisches Phänomen. Für ein System von bosonischen Teilchen geht bei Überschreiten einer kritischen Phasenraumdichte ein nennenswerter Anteil des Ensembles in den Grundzustand des Systems über

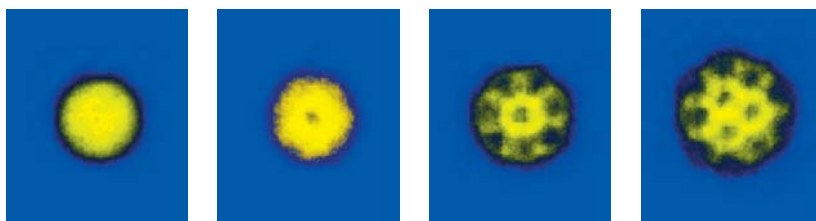


Abb. 1: Dichteverteilung von Bose-Einstein-Kondensaten mit keinem, einem, acht und zwölf Wirbeln in Falschfarbendarstellung. Die Wirbel sind z. T. über mehrere Sekunden stabil. Sie sind ein Beleg für die Suprafluidität des Systems.

und bildet das Bose-Einstein-Kondensat aus. Es zeigt sich, dass für nur schwach miteinander wechselwirkende Atome in der Gasphase die Kondensation dann auftritt, wenn sich die Wellenpakete der Teilchen gerade zu überlappen beginnen. Die Ausdehnung der Wellenpakete steigt mit sinkender Temperatur. Das Gas muss also sehr dicht *und* sehr kalt sein. Für Dichten von etwa 10^{14} Teilchen/cm³, bei denen die derzeit untersuchten Alkali-Metall-Ensemble noch gasförmig sind – in einer Art übersättigtem Zustand –, sind Temperaturen von unter 1 μ K erforderlich. Die Methoden, um derart kalte Gase in geeigneten Fallen zu erzeugen – sie werden weiter unten noch vorgestellt –, stehen erst seit wenigen Jahren zur Verfügung. Es sei allerdings betont, dass die Bose-Einstein-Kondensation trotz der geringen Temperaturen thermodynamisch ein „Hochtemperatur-Phänomen“, fernab von $T=0$ ist: Bei Einsetzen der Kondensation ist das Ensemble keineswegs so kalt, dass lediglich wenige der untersten Energiezustände bevölkert sind, sondern es sind üblicherweise noch viele hundert Energieniveaus des einschließenden Fallenpotentials besetzt. Dennoch geht aufgrund der Quantenstatistik ab einer bestimmten Temperatur T_c ein mit weiter sinkender Temperatur steil zunehmender Anteil des Ensembles in den Grundzustand über (siehe Infokasten „Bose-Einstein-Kondensation“).

Zahlreiche fundamentale Aspekte unterscheiden die Physik von BEC in schwach wechselwirkenden Gasen etwa von der Physik des superflüssigen Heliums. Dazu gehört unter anderem, dass sich bei sehr niedrigen, aber experimentell gut zugänglichen Temperaturen von wenigen hundert Nanokalvin 90–95 % der Atome des Ensembles im kondensierten Anteil befinden, während z. B. bei den stärker wechselwirkenden flüssigen Helium-Systemen selbst für $T=0$ lediglich ca. 9 % in der superflüssigen Phase sind, wie Theorie und Experimente übereinstimmend zeigen. Die Struktur und Dynamik

Priv.-Doz. Dr. Klaus Sengstock, Prof. Dr. Wolfgang Ertmer, Institut für Quantenoptik; Prof. Dr. Maciej Lewenstein, Institut für Theoretische Physik, Universität Hannover, 30167 Hannover

von BEC lässt sich durch eine Abbildung mit Hilfe eines Laserstrahles auf einer CCD-Kamera direkt optisch sichtbar machen (siehe Abbildungen in [4–7] und in diesem Artikel). Dadurch werden Phänomene wie die Ausbildung von Schallwellen in Kondensaten, kollektive Oszillationen oder Vortices direkt beobachtbar.

Eine ganz wesentliche Eigenschaft verdünnter atomarer Quantengase ist die im Vergleich zu den sonstigen Energien des Systems schwache Wechselwirkungsenergie zwischen den Teilchen. Bei den niedrigen, für BEC notwendigen Temperaturen und den relevanten Dichten dominieren elastische Zweikörperstöße, die nur in niedrigster Ordnung, das heißt als kugelsymmetrische s-Wellen-Stöße auftreten, und damit durch einen skalaren Parameter, die „effektive Streulänge a_0 “, beschrieben werden können. Ist diese positiv, so liegt eine effektiv abstoßende Wechselwirkung der Teilchen vor, bei negativer Streulänge eine effektiv attraktive Wechselwirkung. In einem stark vereinfachten Bild kann man sich für eine positive Streulänge die Atome als harte Kugeln mit dem Durchmesser a vorstellen.

Für die verschiedenen Elemente Natrium, Rubidium, Lithium und Wasserstoff, mit denen bisher BEC experimentell realisiert wurde, differieren die Werte für a deutlich, sind jedoch stets so klein, dass nur eine „schwache“ Restwechselwirkung der Atome vorliegt, d. h. dass knapp oberhalb der kritischen Temperatur die kinetischen und potentiellen Energien der Teilchen weit größer sind als die Wechselwirkungsenergien untereinander. Durch äußere Felder, z. B. Magnetfelder, kann die Streulänge aber sowohl in ihrem Vorzeichen als auch in ihrer Größe dramatisch variiert werden. In einem faszinierenden Experiment ist es an der University of Colorado in Boulder gelungen, bei einem ^{85}Rb -Kondensat die Streulänge „online“ von einem positiven Wert auf einen negativen Wert umzustellen. Dadurch wandelt sich die abstoßende Wechselwirkung, die die Kondensat-Wellenfunktion stabilisiert, in eine anziehende Wechselwirkung; die Wellenfunktion „kollabiert“. Die in den Atomen gespeicherte innere Energie des Hyperfeinstrukturzustandes wird bei Stößen während des Kollaps dann teilweise in kinetische Energie umgewandelt, so dass die Teilchen, wie nach einer Implosion, wieder auseinander fliegen. Im Experiment wurden dabei interessanterweise einzelne Jets beobachtet, im Aussehen ähnlich den Jets, die nach manchen Supernovae auftreten. Die Autoren sprechen daher in einer Analogie von einer „Bosonova“ die sie im Labor studieren können [8].

Außer mit Magnetfeldern lassen sich die Kondensate sehr gut mit Laserlicht manipulieren. Von diesen Experimenten soll nachfolgend noch die Rede sein. Dies eröffnet Gebiete wie Materiewellenholographie und nichtlineare Atomoptik. Und schließlich versprechen die Verfügbarkeit von kohärenten BEC und Atomlasern einen Schub an Anwendungen, analog der Einführung des Lasers in der Optik.

Wir konzentrieren uns im Folgenden auf die gezielte Präparation, Untersuchung und Manipulation von makroskopischen, angeregten Quantenzuständen, wie Solitonen und Vortices, die in jüngster Zeit besonderes Interesse hervorgerufen haben. Ausführliche weitergehende Übersichtsartikel über die Physik mit Bose-Einstein-Kondensaten finden sich z. B. in [9–11]. Auch für so wichtige Fortschritte wie die erstmalige Realisierung von BEC mit Wasserstoff [12], die Erzeugung von entarteten Fermi-Gasen [13] und die Beobachtung des

Kosterlitz-Thouless-Übergangs in einem zweidimensionalen Wasserstoff-Gas [14] sei auf die Literatur verwiesen.

Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten

Bei den derzeit untersuchten Alkali-Atom-Kondensaten werden zunächst Ensembles von typischerweise 10^9 – 10^{10} Teilchen aus einem Atomstrahl oder aus dem Hintergrundgas einer Gaszelle mit den Methoden der Laserkühlung [15, 16] in einer so genannten magneto-optischen Falle eingefangen und auf Temperaturen von wenigen $10\ \mu\text{K}$ abgekühlt. Das Prinzip beruht darauf, dass die Atome Photonen aus einem entgegenlaufenden Laserstrahl absorbieren, und damit den Photonen-Rückstoß stets aus dieser Richtung erhalten. Die spontanen Emissionen erfolgen hingegen isotrop im Raum, so dass im Mittel kein Impuls auf die Atome übertragen wird. Die resultierende Kraft dient dem Einfang der Atome in einer Falle aus sechs gekreuzten Laserstrahlen. Nach dem Einfang in die Falle lässt sich die Temperatur des Ensembles mithilfe ausgefeilter Mechanismen der Laserkühlung weiter reduzieren. Dies dauert insgesamt üblicherweise nur wenige Sekunden. Die Phasenraumdichte des Ensembles liegt dann bei etwa 10^{-6} . Die Phasenraumdichte bezeichnet dabei die Zahl der Teilchen pro Phasenraumvolumen und entspricht in etwa der mittleren Besetzungszahl der einzelnen, quantisierten Energiezustände.

Versuche, BEC „rein optisch“, d. h. *allein* mit Methoden der Laserkühlung von Atomen zu erzeugen waren bisher nicht erfolgreich. Die Reabsorption gestreuter Photonen durch benachbarte Atome erweist sich als Limitierung, da die mit der Reabsorption verbundenen Photonen-Rückstöße eine effektive Abstoßung der Atome bewirken, die das Erreichen genügend hoher Dichten verhindert. Dadurch wird die relevante Phasenraumdichte nicht erreicht. Um diese über den für die Kondensation kritischen Wert der Ordnung 1 zu bringen, wird daher auf ein nicht-optisches Kühlverfahren, die so genannte Verdampfungskühlung zurückgegriffen (siehe [4–7]). Das Ensemble wird dazu polarisiert, in eine rein magnetische („vollständig dunkle“) Falle umgeladen und evaporativ weiter auf Temperaturen von wenigen $100\ \text{nK}$ gekühlt. Beim evaporativen Kühlen wird das einschließende Fallenpotential so eingestellt, dass die heißesten Atome die Falle verlassen können. Das verbleibende Ensemble rethermalisiert und kühlt dadurch ab. Zwar ist der Teilchenverlust insgesamt hoch (mehr als 90 %), dafür können weit tiefere Temperaturen bei gleichzeitig hohen Dichten erzielt werden, sodass die Phasenraumdichte um mehrere Größenordnungen ansteigt.

Die Dichten bei der kritischen Temperatur T_c liegen bei $10^{13}\ \text{cm}^{-3}$, die Dichte im Kondensat liegt bei einigen $10^{14}\ \text{cm}^{-3}$. Derzeit werden Alkali-Kondensate mit bis zu 10^7 Atomen auf diese Art erzeugt, die je nach Fallen-geometrie Abmessungen im Bereich von ca. $100\ \mu\text{m}$ haben. In sehr guter Näherung besetzen alle Teilchen im Kondensat denselben Quantenzustand, der durch eine effektive Einteilchen-Wellenfunktion beschrieben werden kann (siehe Infokasten). Diese Eigenschaften rechtfertigen die Bezeichnung „makroskopischer kollektiver Quantenzustand“.

Die Bose-Einstein-Kondensate sind groß, aber endlich, und durch den Einschluss im zumeist harmonischen, magnetischen Fallenpotential räumlich inhomogen. Dies hat fundamentale Konsequenzen. Beispiels-

weise kann eine endliche Zahl an Atomen mit effektiver anziehender Wechselwirkung innerhalb eines Fallenpotentials in einen metastabilen Zustand kondensieren. Dies ist in homogenen Systemen unmöglich. Außerdem werden auch die Fluktuationen des Systems durch *finite size* Effekte verändert. Das führt z. B. zur Quantendiffusion der Phase der Kondensat-Wellenfunktion [17], was direkt messbar sein sollte.

Präparation von Quantenzuständen

Ganz entscheidend werden die jüngsten Entwicklungen bei BEC dadurch geprägt, dass es möglich ist, die inneren, elektronischen Freiheitsgrade und die äußeren Freiheitsgrade, die Schwerpunktbewegung der Atome, gezielt durch äußere Felder zu beeinflussen. Von besonderem Reiz ist die Möglichkeit, mit Laserlicht im optischen Spektralbereich innere oder äußere Freiheitsgrade lokal, d. h. innerhalb der Kondensatwellenfunktion, zu manipulieren. Bei Ausdehnungen der Kondensatwellenfunktion bis zu einigen hundert μm ist es leicht, mit einem auf wenige μm fokussierten Laserstrahl lediglich lokal auf die quantenmechanische Kondensatwellenfunktion einzuwirken – eine in dieser Form seltene Option in der Physik.

Dadurch ist es nicht nur möglich, Dichtewellen im Kondensat anzuregen [18] oder einen fokussierten Laserstrahl zum Studium der Suprafluidität als „Rührstab“ durch das Kondensat zu bewegen [19], sondern auch fast beliebige Texturen in Kondensate zu schreiben. Weitreichende Möglichkeiten bieten sich dadurch, dass Laserlicht, je nach Intensität und Frequenzverstimmung relativ zu einem Resonanzübergang der verwendeten Atome, nicht nur die Dichte (genauer: Amplitude) der Kondensatwellenfunktion verändern kann, sondern auch allein auf die Phase der Wellenfunktion einwirken kann. Die Erzeugung von Solitonen und Vortices mit der Methode des *phase imprinting* wird nachfolgend exemplarisch diskutiert.

Diese Experimente stehen im allgemeineren Kontext der Quantenzustands-Präparation in der Physik, die bisher zumeist an Systemen aus wenigen isolierten Teilchen durchgeführt wurden, so z. B. an einzelnen gespeicherten Ionen oder Photonenzuständen in Resonatoren sehr hoher Güte. Das Besondere bei der Manipulation von BEC ist die erstmalige Präparation von *vielfachbesetzten, räumlich makroskopischen Quantenzuständen* der Materie.

Vortices

Ein Vortex (englisch für Wirbel) ist eine kollektive Anregung des Kondensats, die einen fest definierten Drehimpuls in Bezug zu einer Vortex-Achse hat. Das Geschwindigkeitsfeld in einem Vortex ist dem Gradienten der Phase der Wellenfunktion proportional und hat die

gleiche Geometrie wie das rotationsfreie Magnetfeld *außerhalb* eines stromdurchflossenen Leiters. Das Geschwindigkeitsfeld hat – wie bei einem klassischen Wasserstrudel – innen die höchsten Werte und nimmt nach außen hin ab. Damit ein solcher „Wirbel“ möglich ist, muss die Wellenfunktion notwendigerweise an der Stelle der Achse verschwinden. Die Phase der Wellenfunktion ändert sich bei einem einmaligen Umlauf um die Achse um ein Vielfaches von 2π ; entsprechend ist die Zirkulation des Vortex – im Gegensatz zu einem klassischen Wirbel – quantisiert. Vortices entsprechen damit topologischen Defekten einer festen Ordnung, die auch als Helizität oder Ladung des Vortex bezeichnet wird. Dies hat Konsequenzen für die Dynamik und Stabilität der Vortices. Um sie zu zerstören, muss der Drehimpuls aller Atome von \hbar auf null geändert werden; es ist daher nicht möglich, einen Vortex-Zustand „kontinuierlich“ in den Grundzustand des Systems zu deformieren. Vielmehr geht man davon aus, dass Vortices nur am Rand der Kondensate verschwinden können. Stark vereinfacht kann man annehmen, dass am Rand die Wechselwirkung mit den Atomen der thermischen Wolke stärker ist.

Das besondere Interesse an Wirbeln in BEC liegt darin, dass die Ausbildung von Vortices mit quantisiertem Drehimpuls oberhalb einer kritischen Rotationsgeschwindigkeit und eine „reibungsfreie“ Zirkulation über lange Zeit direkte Signaturen der Suprafluidität des Systems sind. Suprafluidität wurde erstmals am Helium 1931 beobachtet. Das Phänomen der Suprafluidität

Bose-Einstein-Kondensation

Die Bose-Einstein-Kondensation (BEC) ist ein Phänomen der Quantenstatistik eines Vielteilchensystems. Sie tritt bereits für ein ideales Gas im freien Raum auf und basiert auf der Ununterscheidbarkeit und quantenmechanischen „Wellennatur“ der Teilchen und ist damit ein fundamentales Phänomen in der Physik. BEC ist dadurch charakterisiert, dass bei Überschreiten einer kritischen Phasenraumdichte ein makroskopischer Anteil des Ensembles den Grundzustand des Systems besetzt. Die Bedingung dafür lautet: $q\lambda_{dB}^3 > 2,61\dots$, wobei q die Dichte des Ensembles und $\lambda_{dB} = (2\pi\hbar^2/mk_B T)$ die thermische de-Broglie-Wellenlänge bei der Temperatur T ist; m bezeichnet die Masse der Teilchen.

Anschaulich gesprochen setzt BEC dann ein, wenn der mittlere Abstand der Teilchen kleiner als ihre de-Broglie-Wellenlänge wird. Üblicherweise wird die kritische Phasenraumdichte der Ensembles in den Experimenten durch die Reduktion der Temperatur erreicht, die in den harmonischen magnetischen Fallenpotentialen, in denen die Ensembles gespeichert sind, mit einer Dichteerhöhung einhergeht, da sich die kalten Teilchen „am Boden“ der Falle ansammeln.

Für ein ideales Gas von Atomen in einem harmonischen Fallenpotential steigt die Zahl N_0 der Atome im Kondensat dann mit weiter sinkender Temperatur (unterhalb der kritischen Temperatur T_c) im Verhältnis zur Gesamtteilchenzahl N wie

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^3.$$

Sowohl die endliche Teilchenzahl als auch die Wechselwirkung der Teilchen untereinander modifizieren die obigen Bedingungen qualitativ und quantitativ. Gegenüber dem idealen Gas im thermodynamischen Limes „weichen“ die Unstetigkeiten der thermodynamischen Funktionen auf. Dadurch steigt z. B. die Teilchenzahl bei T_c nicht

gemäß obiger Gleichung, sondern „abgeflacht“ an. Quantitativ weichen die beobachteten Größen jedoch für übliche experimentelle Bedingungen nur um wenige Prozent vom thermodynamischen Limes ab. Hingegen hängt die Ausdehnung des Kondensatanteiles sehr stark von der Teilchenzahl und der Wechselwirkung der Atome ab.

Für schwach wechselwirkende atomare Gase wird das Bose-Einstein-Kondensat in sehr guter Näherung für die Temperatur $T=0$ durch eine effektive Einteilchen-Wellenfunktion beschrieben. Die Wechselwirkung der Atome untereinander wird in einem *mean-field*-Ansatz durch ein effektives Potential approximiert. Dies führt auf eine nichtlineare Schrödinger-Gleichung zur Beschreibung der Kondensatwellenfunktion, die in diesem Zusammenhang als Gross-Pitaevskii-Gleichung bezeichnet wird:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(r,t) = \left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{\text{ext}}(r,t) + g|\Psi(r,t)|^2 \right) \Psi(r,t),$$

Hier ist $g = 4\pi\hbar^2 a_0/m$, mit der Masse m der Atome und der s-Wellen-Streulänge a_0 . Das effektive Potential $g|\Psi(r,t)|^2$ hängt von der örtlichen Dichte im Kondensat ab.

In den bisherigen Experimenten hat sich gezeigt, dass die Dynamik der Kondensate ganz hervorragend durch die Gross-Pitaevskii-Gleichung für $T=0$ und allgemein durch eine *mean-field*-Theorie für $T \geq 0$ beschrieben werden kann. Abweichungen gegenüber einer korrekten, vollständigen Beschreibung des Vielteilchensystems liegen im Bereich weniger Prozent. Selbstverständlich gibt es sehr interessante Physik jenseits des *mean-field*-Ansatzes, etwa die Beschreibung der Dämpfungsmechanismen von Anregungen oder die Physik von Bose-Einstein-Kondensaten in optischen Gittern, auf die hier aber nicht detailliert eingegangen werden soll.

dität ist eng verwandt mit der Bose-Einstein-Kondensation; im Allgemeinen bedingt aber keines der beiden das jeweils andere. So ist es eine spannende Frage, inwiefern Bose-Einstein-Kondensate schwach wechselwirkender Atome suprafluid sind, und was die entsprechenden Signaturen sind.

Die Situation ist hier fast komplementär zu den Helium-Systemen: Während dort die Suprafluidität als erstes beobachtet wurde und es schwer ist, Signaturen von BEC zu messen, wurden in den Alkali-BEC erst vor kurzem verschiedene Signaturen der Suprafluidität experimentell eindeutig bestätigt.

Die ersten Vortices in BEC wurden in einem Zwei-Komponenten-System am JILA/Boulder erzeugt [20]. Durch eine trickreiche Kombination von Lasern wurde ein Teil eines ^{87}Rb -Kondensates in einen anderen Hyperfeinstrukturzustand gepumpt. Dadurch wurden „gefüllte“ Vortex-Zustände präpariert. Der Vortex-Zustand der einen Hyperfeinkomponente rotiert um den Kern eines Kondensates im anderen Hyperfeinzustand.

„Reine“ Vortices eines einkomponentigen Kondensates wurden zuerst an der ENS-Paris erzeugt [21]. Auch in Paris wurde ein Laserstrahl zur Erzeugung von Vortices eingesetzt. Der in einer Art Schaufelrad-Geometrie geformte Laserstrahl rotierte mit einer festen Frequenz innerhalb des Rb-Ensembles. Nur oberhalb einer scharfen Frequenz (in diesen Messungen 140 Hz) wurde die Ausbildung eines Vortex beobachtet. Das Innere der Vortex-Strukturen hat lediglich einen Durchmesser von weniger als einem μm und liegt damit unterhalb des üblicherweise realisierten Auflösungsvermögens des Detektionssystems. Öffnet man jedoch die Magnetfalle, in der das BEC gespeichert ist, und lässt es expandieren, so skaliert auch der Durchmesser des Vortex entsprechend der Expansion – so werden direkte optische Abbildungen der Vortex-Strukturen möglich (Abb. 1).

Entscheidend in diesem Experiment ist, dass Vortices beobachtet werden, wenn die Rotation des zusätzlichen Lasers schon während der Verdampfungskühlung, d. h. noch vor der Kondensation des Ensembles eingeschaltet wird. Die Hypothese ist, dass dann Atome direkt in den Vortex-Zustand hineinkondensieren (der energetisch im mitbewegten Koordinatensystem etwas niedriger liegt als der „ruhende“ Grundzustand), und im *the winner takes it all*-Modell das ganze Ensemble in diesen Zustand gelangt. Dies erklärt auch die „Reinheit“ der Vortex-Zustände – es werden keine weiteren Anregungszustände beobachtet, die zu einem schnelleren Zerfall der Vortices führen könnten. Nach Abschalten des rotierenden Lasers lebt der Vortex-Zustand noch mehrere Sekunden (!), eine Zeit, die lang ist gegen alle sonstigen Zeitkonstanten des Systems und vergleichbar mit der Lebensdauer der Kondensate selbst. Dies ist die klare Signatur der Suprafluidität des Systems.

Rotiert der Laser mit höherer Frequenz, so entstehen Zustände mit mehreren Vortices. Die Vortices stoßen sich gegenseitig ab, wodurch im endlichen Kondensat die regulären Strukturen der Abb. 1 entstehen. Diese sind schöne Beispiele für die direkte optische Beobachtbarkeit makroskopischer Quantenphänomene in schwach wechselwirkenden atomaren BEC.

Die genauen Mechanismen der Vortex-Dynamik, speziell von mehreren Vortices und bei endlicher Temperatur des Systems, sind derzeit Gegenstand der Forschung. Fest steht, dass die Dynamik auch hier ganz

entscheidend durch die Endlichkeit der Systeme beeinflusst wird. Eine derzeit ebenfalls intensiv diskutierte Frage betrifft die Wechselwirkung mehrerer Vortices in BEC: Ist die Annihilation eines Vortex-Anti-Vortex-Paares möglich, d. h. die „Neutralisierung“ zweier Vortices mit entgegengesetzter Zirkulation, oder stoßen sich diese ab? Diese Fragen können erst nach weiteren experimentellen und theoretischen Untersuchungen abschließend beantwortet werden.

Eine weitere direkte Signatur der Suprafluidität ist die reibungsfreie Bewegung eines „Fremdobjektes“ durch das Kondensat. Erstmals wurde dies 1999 in einem Experiment am MIT demonstriert. Ein scharf fokussierter Laserstrahl, der als Fremdobjekt diente, bewegte sich unterhalb einer kritischen Geschwindigkeit „reibungsfrei“ durch das Kondensat, wie man es für die Suprafluidität erwartet [19]. Oberhalb dieser Geschwindigkeit wurden hingegen Anregungen im Kondensat erzeugt. In Oxford wurden kürzlich Scherenmoden der Oszillation von BEC nachgewiesen [22], die ebenfalls nur mithilfe der Suprafluidität zu erklären sind, und die aus der Kernphysik bereits seit mehr als 15 Jahren bekannt sind.

Solitonen

Als zweite Klasse fundamentaler kollektiver Anregungen konnten jüngst Solitonen in BEC erzeugt und beobachtet werden [23, 24]. Solitonen sind als lokalisierte Wellen, die formstabil durch ein Medium propagieren, aus vielen Bereichen der Physik bekannt, beispielsweise als Wasserwellen in flachen Kanälen, als Lichtpulse in der nichtlinearen Optik oder als Eigenzustände in der Elementarteilchen-Theorie. Aber auch in der Biologie (Reizleitung in Nervenzellen) oder sogar im Straßenverkehr bei Staus auf Autobahnen treten Soliton-ähnliche Strukturen auf.

Die Stabilität der Form rührt von der Kompensation der Dispersion durch eine nichtlineare Wechselwirkung her. Im Falle von Bose-Einstein-Kondensaten wird dies durch die nichtlineare Schrödinger-Gleichung, die im Zusammenhang mit BEC als Gross-Pitaevskii-Gleichung bezeichnet wird, beschrieben (siehe Infokasten). Für eine effektiv anziehende Rest-

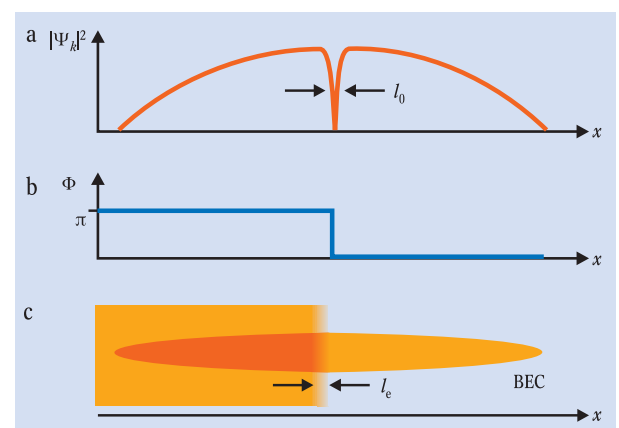


Abb. 2: Räumliche Dichte (a) und Phasenverteilung (b) eines Soliton-zustandes eines Kondensates. l_0 gibt die Breite des Soliton-Minimums an, die typischerweise im Bereich von $1 \mu\text{m}$ liegt. c) zeigt die Geometrie zur Erzeugung des Solitons: Ein möglichst homogenes Lichtfeld wird auf einen Teil des Kondensates eingestrahlt. Es induziert ein Dipolpotential und verändert die Phase der Wellenfunktion. Besondere kritisch ist die Schärfe der Kante des Lichtfeldes l_e , da diese maßgeblichen Einfluss auf die Ausbildung des Solitons hat.

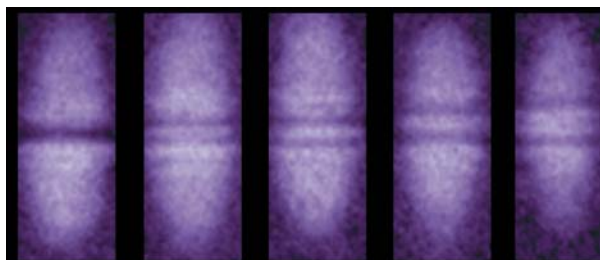
wechselwirkung der Teilchen (z. B. bei BEC mit Lithium-Atomen) treten Solitonen als Dichtemaxima auf („helle“ Solitonen). Das durch die Dispersionsrelation bedingte Auseinanderfließen des Maximums (analog dem Auseinanderfließen eines freien Materiewellenpaketes) wird hier durch die Anziehung kompensiert. Bei effektiv abstoßender Wechselwirkung treten Solitonen hingegen als Minima im Dichteprofil auf (dunkle Solitonen) und analog wird das Zerfließen des „Loches“ durch die Wechselwirkung verhindert.

Der besondere Reiz von Solitonen in BEC besteht darin, dass selbst in diesen stark verdünnten gasförmigen Medien Solitonen aufgrund der Nichtlinearität propagieren können. Selbstverständlich sind dies dann sehr „fragile“ Strukturen, die z. B. durch die Wechselwirkung mit der den Kondensatanteil umgebenden atomaren Wolke zerstört werden können. Insofern sind Solitonen interessante Teststrukturen, um die Dissipation in Kondensaten zu studieren. Im Gegensatz zu Vortices sind Solitonen nicht topologisch stabil, d. h. sie können kontinuierlich in den Grundzustand des Systems übergehen.

Dunkle Solitonen sind durch einen Phasensprung der Wellenfunktion an der Stelle des Dichteminimums charakterisiert. Für stehende dunkle Solitonen unterscheidet sich die Phase rechts und links der Solitonebene um den Wert π , die Wellenfunktion verschwindet in der Phasensprung-Ebene (Abb. 2b), das Soliton propagiert nicht. Je kleiner der Phasensprung, desto flacher ist das Dichteminimum, und umso höher ist die Geschwindigkeit, mit der das Soliton in Richtung des Phasengradienten propagiert. Generell ist diese Geschwindigkeit jedoch stets kleiner als die Schallgeschwindigkeit im Medium, mit der sich sonstige Störungen, etwa Dichtewellen ausbreiten können. Die geringere Geschwindigkeit ist eine wichtige Signatur der Solitonen. Solitonen in BEC sind damit zwar keine derart direkte Signatur von Suprafluidität wie Vortex-Zustände, ein Zusammenhang ergibt sich jedoch über das suprafluide Geschwindigkeitsfeld als Gradientenfeld der Phasenverteilung.

Zur Erzeugung von Solitonen in BEC haben sich Arbeitsgruppen am NIST in Gaithersburg, Maryland, und an der Universität Hannover den prägnanten Phasenverlauf der Solitonen zunutze gemacht. Die Idee ist, der Wellenfunktion mithilfe eines Laserstrahles die gewünschte Phase aufzuprägen (Abb. 2). Hierzu wird ein weit gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz verstimmt Laserstrahl möglichst homogen und scharf begrenzt kurzzeitig auf eine Hälfte der Kondensatwellenfunktion eingestrahlt. Während der Einwirkungszeit t wirkt ein durch den Laser erzeugtes zusätzliches Dipolpotential $U_0(r)$ auf einen Teil der Wellenfunktion und führt zu einer zusätzlichen lokalen Phase $\phi(r) = 2\pi U_0(r)/\hbar t$, die sich über die Intensität des Lasers und die Einwirkungszeit t recht gut auf etwa den Wert π einstellen lässt. Die somit vorgegebene Phasenverteilung, die bereits der eines Solitons entspricht, „zwingt“ die makroskopische Wellenfunktion zur Ausbildung eines Solitons, d. h. eines lokalen Dichteminimums, das formstabil durch das Kondensat propagiert (Als Reaktion auf den scharfen Dichtegradienten an der Kante des eingestrahlt Lichtfeldes bildet sich zudem eine Dichtewelle aus, die sich in die entgegengesetzte Richtung ausbreitet). Anzumerken ist, dass mit dieser Methode keine „perfekten“ stehenden Solitonen erzeugt werden können; dazu müsste die gesamte Wellenfunktion, also

Dichte und Phase korrekt eingestellt werden. Methoden dafür werden derzeit diskutiert; die Beobachtung, wie die Wellenfunktion auf eine alleinige Phasenänderung reagiert, stellt aber bereits für sich genommen eine interessante Untersuchungsmethode dar, die sich in schöner Weise an den makroskopischen Wellenfunktionen eines BEC realisieren lässt. Die Abmessungen des Solitons betragen nur ein bis wenige μm . Zur Detekti-



on wird daher, wie auch in den Vortex-Messungen in Paris, das einschließende magnetische Fallenpotential nach der gewünschten Entwicklungszeit in der Magnetfalle abgeschaltet. Die anschließende Expansion des Kondensates lässt die Strukturen dann besser sichtbar werden.

Abbildung 3 zeigt die zeitliche Entwicklung dieser Strukturen innerhalb des Kondensates, die wir in Hannover beobachtet haben. Im Bild nach unten propagiert das Soliton, nach oben die Dichtewelle. Entscheidend ist, dass das Soliton weit langsamer als mit Schallgeschwindigkeit durch das Kondensat propagiert. Die scheinbar ähnliche Geschwindigkeit der Dichtewelle ist ein Artefakt der Messmethode, das wir ausgiebig untersucht haben [23].

In aktuellen Messungen gehen wir der Frage nach, wie zwei oder mehrere Solitonen miteinander wechselwirken. Aus der nichtlinearen Optik ist bekannt, dass Solitonen ungestört durcheinander hindurchpropagieren können. Die ersten Experimente und theoretischen Untersuchungen zu Solitonen in BEC zeigen hingegen, dass dunkle Solitonen eine effektive Abstoßung erfahren. Je nach „Masse“ bremsen sie bei der Annäherung ab, propagieren durcheinander hindurch und beschleunigen wieder, oder stoßen sich gar vollständig ab. Spannende weitergehende Fragen betreffen die Wechselwirkung von Ketten von Solitonen, die Dynamik und Wechselwirkung gefüllter Solitonen [25] (in mehrkomponentigen Systemen, analog gefüllten Vortices) und die Dynamik in eindimensionalen Geometrien. Theoretische und experimentelle Studien zu diesen weitgehend ungeklärten Fragestellungen können einen wichtigen Beitrag zum fundamentalen Verständnis der Bose-Einstein-Kondensate liefern.

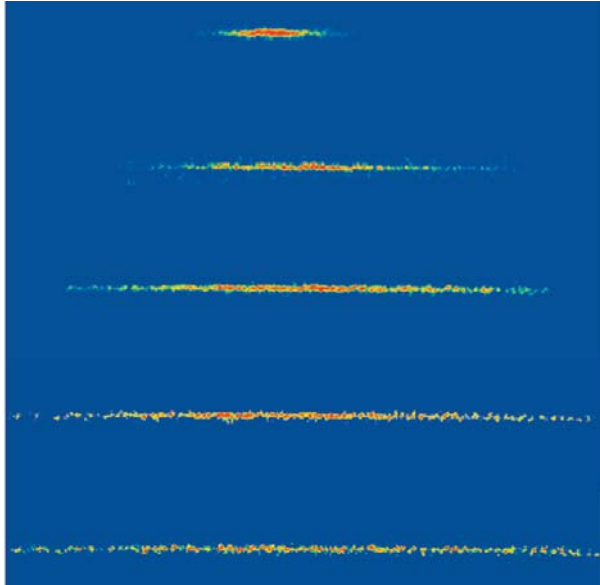
Bose-Einstein-Kondensate in röhrenförmigen Fallengeometrien

Für das Studium von 1D-Quantengasen und zur Untersuchung der Dynamik von Quantengasen in reduzierten Dimensionen ist es jüngst gelungen, Bose-Einstein-Kondensate in einem röhrenförmigen Lichtfeld (einem so genannten „Doughnut-Mode“) zu erzeugen [26]. Das wiederum sehr weit gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz verstimmt Lichtfeld übt eine starke transversale Kraft auf die Atome aus und bildet ein langgezogenes Potential. Im Grenzfall niedriger Temperaturen sollte nur noch ein quantenmechanischer Zustand der transversalen Bewegung besetzt sein. Abbildung 4 zeigt, wie sich ein Kondensat, das zunächst

Abb. 3: Dichteverteilung von Bose-Einstein-Kondensaten mit Solitonen in Falschfarbendarstellung. Gezeigt sind Bilder zu unterschiedlichen Entwicklungszeiten des Solitons nach der Phasenaufprägung. Das Soliton propagiert mit konstanter Geschwindigkeit durch das Kondensat.

in einer Hybrid-Falle, bestehend aus einer Magnetfalle und einem überlagerten Doughnut-Mode, erzeugt wurde, nach Abschalten der Magnetfalle in der Lichtröhre expandiert. Wir konnten zeigen, dass die Expansion genau der erwarteten Dynamik in dem „quasi“-1D-System entspricht und in der Anfangsphase noch voll kohärent erfolgt [26], das heißt, die feste Phasenbeziehung bleibt erhalten.

Abb. 4: Ausdehnung eines Bose-Einstein-Kondensates in einer quasi-eindimensionalen Falle, die aus einem röhrenförmigen „Doughnut“-Lasermode gebildet wird. Gezeigt ist die Entwicklung der Dichteverteilung zu verschiedenen Zeiten nach dem Umladen des Kondensates aus einer kombinierten Falle (Doughnut-Mode plus magnetische Falle) in den reinen Doughnut-Mode.



Bei weiterer Expansion und stärkerem Einschluss erwarten wir neuartige Effekte. Für eindimensionale Quantengase sollte sich z. B. nicht nur die Dynamik von Solitonen ändern, sondern es werden ganz neuartige Quantengase erwartet, etwa so genannte quasi-Kondensate, die zwar sehr geringe Dichtefluktuationen zeigen, wie sie auch im „regulären“ Kondensat vorliegen, dafür aber starke Phasenfluktuationen. Die Phase des Grundzustands ist nicht mehr konstant und es treten nur noch „Inseln“ mit konstanter Phase auf. Das in Abb. 4 gezeigte System ist ein guter Ausgangspunkt zum allgemeinen Studium eindimensionaler gasförmiger Quantengase.

Ausblick

Wie die obigen Beispiele zeigen, bieten verdünnte atomare Quantengase eine reiche Fülle faszinierender physikalischer Phänomene, die teilweise vergleichend und komplementär zu bereits länger bekannten Systemen (etwa zu supraflüssigem Helium) studiert werden können, teilweise aber auch ganz neuartig sind. Ausschlaggebend für den Erfolg von atomaren BEC sind die Reinheit der Systeme, die ein ungestörtes Ausbilden von Quanteneffekten zulässt, die gute direkte Detektierbarkeit sowie die Manipulierbarkeit der Kondensate mit externen Feldern, speziell Laserstrahlen.

Das Gebiet befindet sich derzeit in einem „Boom“. Anstehende Untersuchungsobjekte sind Fermi-Gase, die jüngst erstmals nachgewiesen werden konnten [13], molekulares BEC und die kohärente Kopplung von molekularen und atomaren BEC, niederdimensionale Quantengase, rein optisch erzeugtes BEC [27] sowie kontinuierlich gepumpte Atomlaser und vieles mehr. Der Physik atomarer Bose-Einstein Kondensate und ihrem Umfeld wird man auch in Zukunft noch viel Aufmerksamkeit widmen.

Literatur

- [1] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995).
- [2] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee D. M. Kurnm, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- [3] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. Tollet, R. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995); *ibid.* **78**, 985 (1997).
- [4] W. Petrich, *Phys. Bl.*, April 1996, S. 345
- [5] W. Ketterle und M.-O. Mewes, *Phys. Bl.*, Juni 1996, S. 573.
- [6] W. Ketterle, *Phys. Bl.*, Juli/August 1997, S. 677.
- [7] T. Esslinger, I. Bloch, T. Hänsch, *Phys. Bl.*, Februar 2000, S. 47
- [8] S. L. Cornish, N. R. Claussen, J. L. Roberts, E. A. Cornell, C. E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1795 (2000).
- [9] W. Ketterle, D. S. Durfee, D. M. Stamper-Kurn in: *Proceedings of the Int. School of Phys. E. Fermi, Course CXL, M. Inguscio, S. Stringari, C. Wieman (Hrsg.), IPS (1999)*
- [10] E. A. Cornell, *ibid.*
- [11] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, S. Stringari, *cond-mat/9806038, Rev. Mod. Phys.* **71**, 463 (1999)
- [12] D. G. Fried et al. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3811 (1998).
- [13] B. DeMarco et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4208 (1999).
- [14] A. I. Safonov et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4545 (1998).
- [15] H. Wallis, W. Ertmer, *Phys. Bl.*, Juni 1992, S. 447
- [16] W. Ertmer, G. Birkl, K. Sengstock, *Phys. Bl.*, Dezember 1997, S. 1189
- [17] M. Lewenstein und L. You, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3489 (1996)
- [18] M. R. Andrews et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 553 (1997), Erratum, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2967 (1998).
- [19] C. Raman et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2502 (1999).
- [20] M. R. Matthews et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2498 (1999).
- [21] K. W. Madison, F. Chevy, W. Wohlleben, J. Dalibard, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 806 (2000).
- [22] O. M. Marago et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2056 (2000).
- [23] S. Burger, K. Bongs, S. Dettmer, W. Ertmer, K. Sengstock, A. Sanpera, G. V. Shlyapnikov, M. Lewenstein, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5198 (1999).
- [24] J. Denschlag et al., *Science* **287**, 97 (2000).
- [25] B. P. Anderson et al., *cond-mat/0012444*; P. Öhberg, L. Santos, *cond-mat/0010232*
- [26] K. Bongs, S. Burger, S. Dettmer, D. Hellweg, J. Arlt, W. Ertmer, K. Sengstock *Cond-mat/0007381*
- [27] J. I. Cirac, M. Lewenstein, P. Zoller, *Europhys. Lett.* **35**, 647 (1996); Y. Castin, J. I. Cirac, M. Lewenstein, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5305 (1998).