

übereinstimmt, die $0,6 \leq \sin 2\beta \leq 0,9$ ergeben. Der Weltmittelwert für $\sin 2\beta$ impliziert $2\beta \sim 47^\circ$ oder 133° , wobei der erste Wert konsistent mit dem Standardmodell ist, während die zweite Lösung neue Physik zur Folge hätte, die bevorzugt im Sektor der $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ -Mischung angesiedelt wäre. Die direkte Unterscheidung zwischen beiden Lösungen durch die Bestimmung von $\cos 2\beta$ ist ein wichtiger Aspekt zukünftiger Messungen.

Das Physikprogramm der B-Fabriken ist sehr reichhaltig und beschränkt sich nicht auf Analysen von $B_d \rightarrow J/\psi K_S$ und ähnlichen Prozessen [6]. Andere Schlüsselzerfälle zur Erforschung der CP-Verletzung sind beispielsweise $B \rightarrow \pi K$, $B \rightarrow \pi\pi$ und $B \rightarrow \phi K$. Auch zu diesen Zerfällen gibt es bereits sehr interessante Ergebnisse der B-Fabriken und theoretische Interpretationen, wobei jedoch die Unsicherheiten für genauere Schlussfolgerungen gegenwärtig noch zu groß sind.

Interessante Perspektiven für die B-Physik eröffnen sich künftig auch am Tevatron (Fermilab) durch das System der B_s -Mesonen, das bei

BaBar und Belle nicht zugänglich ist. In der Ära des LHC werden sich dann B_s -Zerfälle noch sehr viel detaillierter untersuchen und vielfältige weiterführende Studien des B-Systems durchführen lassen, insbesondere bei LHCb (CERN) und BTeV (Fermilab). Auch in der Theorie gibt es noch viele offene Fragen, deren Klärung eine fruchtbare Zusammenarbeit zwischen Experiment und Theorie voraussetzt.

ROBERT FLEISCHER

- [1] V. Fanti et al. (NA48), Phys. Lett. **B465**, 335 (1999); A. Alavi-Harati et al. (KTeV), Phys. Rev. Lett. **83**, 22 (1999); K. Kleinknecht, Phys. Bl., Juli/August 2001, S. 89
- [2] M. Kobayashi und T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)
- [3] www.slac.stanford.edu/BFROOT/; M. Kunze, K.R. Schubert und B. Spaan, Phys. Bl., Mai 1999, S. 27
- [4] <http://belle.kek.jp/>
- [5] 31st Int. Conf. on High Energy Physics, Juli 2002, www.ichep02.nl/; B. Aubert et al. (BaBar), hep-ex/0207042, K. Abe et al. (Belle), hep-ex/0208025
- [6] Für einen ausführlichen Übersichtsartikel, siehe R. Fleischer, Physics Reports **370**, 531 (2002) [hep-ph/0207108]

Quantenfelder à la carte

Welle oder Teilchen nach Belieben – erstmals wurden periodischer Kollaps und phasenkohärente Wiederherstellung eines stark wechselwirkenden bosonischen Quantenfeldes im optischen Gitter realisiert.

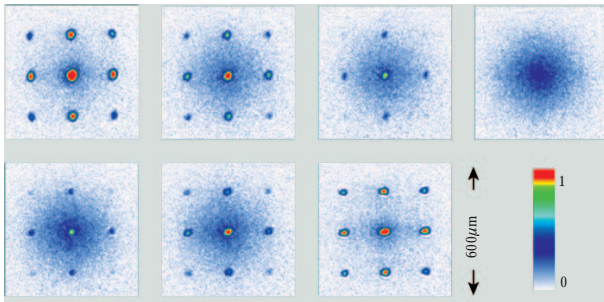
In der Welt der kalten Atome hat sich viel getan, seit 1995 das erste Bose-Einstein-Kondensat (BEC) erzeugt wurde [1]. Bei Temperaturen von nur wenigen hundertmilliardstel Kelvin über dem absoluten Nullpunkt zeigen ganz normale Gase ein völlig ungewohntes Verhalten, das nur durch die gleichzeitige Wellennatur der Teilchen und den Teilchencharakter des Materiewellenfeldes zu verstehen ist.

Der Forschergruppe um T. Hänsch und I. Bloch am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching gelang nun mit zwei spektakulären Experimenten der Nachweis des Teilchencharakters entarteter bosonischer Gase. In beeindruckender Klarheit wurde zuerst der Quantenphasenübergang vom superfluiden Zustand eines BE-

Dr. habil. Robert
Fleischer, TH
Division, CERN,
CH-1211 Genf 23

Gases zu der, aus der Festkörperphysik bekannten, Mott-Isolator-Phase erreicht [2]. In einem dazu komplementären Versuch wurden nun Überlagerungszustände von mehreren Teilchen präpariert [3]. Der beobachtete, zeitlich periodische Kollaps und die vollständige Wiederherstellung des ursprünglichen Zustandes beweisen die quantisierte Natur bosonischer Materiewellenfelder und die Phasenkohärenz atomarer Stöße.

Im Mittelpunkt der Forschung mit BECs standen bislang vor allem Experimente zum Wellencharakter des Kondensats, der für die Suprafluidität sowie faszinierende Zu-



Diese sieben Interferenzbilder zeigen in chronologischer Abfolge ($t=0-550 \mu\text{s}$) den Kollaps der über mehrere Punkte eines Lichtgitters ausgedehnten kohärenten Wellenfunktion eines Bose-Einstein-Kondensats sowie deren vollständige Wiederherstellung.

stände wie quantisierte Wirbel, Wirbelgitter oder Solitonwellen verantwortlich ist. Die Suche nach den dazu komplementären Teilcheneigenschaften bosonischer Felder wurde hingegen erst jüngst von Erfolg gekrönt, als man begann, Kondensate in tiefe optische Gitter zu laden [4]. Mit Hilfe gegenläufiger Laserwellen lassen sich beinahe beliebige ein-, zwei- oder dreidimensionale optische Gitter innerhalb einer Hochvakuumkammer erzeugen. Bewegen sich Atome in einem solchen Lichtfeld, so erfahren sie ein der Lichtwellenlänge entsprechendes periodisches Potential. Die Tiefe des Potentials entspricht dabei der Intensität des Lasers und ist somit voll kontrollierbar.

In einem wegweisenden theoretischen Beitrag zeigte die Innsbrucker Forschergruppe um P. Zoller und I. Cirac, dass in einem solchen tiefen optischen Gitter die wesentlichen Grundzustandseigenschaften des Gases durch das sog. Bose-Hubbard-Modell beschrieben werden [5]. Im Rahmen dieses Modells dürfen Atome nur den untersten lokalisierten Wannier-Zustand am jeweiligen Gitterplatz i beset-

zen. Aufgrund der großen Tiefe des Gitterpotentials sind höhere angeregte Zustände unerreichbar. Da wir es mit bosonischen Teilchen zu tun haben, können einzelne Gitterplätze mehrfach belegt werden, was aber wegen der Abstoßung U zwischen den Teilchen immer größere Energien erfordert. Der Energieaustausch im Gitter ist deshalb nur durch quantenmechanisches Tunneln, charakterisiert durch die Größe J , zwischen benachbarten Stellen möglich. Formal wird das Modell durch den Hamiltonian $H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_j + \sum_i U \hat{n}_i(\hat{n}_i - 1)/2$ beschrieben.

Was ist nun der wesentliche Unterschied zwischen einer klassischen Schwingung, z. B. einer Gitarrensaite, einem kohärenten Quantenzustand und einem Fock-Zustand mit fester Teilchenzahl eines Bose-Feldes? Zerlegt man die Gitarrensaite in diskrete Glieder, so besitzt jedes dieser Elemente gleichzeitig eine wohl definierte Auslenkung $|\alpha_i|$ sowie eine relative Phase φ_i . Die Amplituden des bosonischen Quantenfeldes \hat{a}_i sind ebenfalls diskret, allerdings muss man hier für jeden Freiheitsgrad die Heisenbergsche Unschärferelation $\Delta n_i \Delta \varphi_i \geq 1$ berücksichtigen, nach der Teilchenzahl n_i und Phase φ_i nicht gleichzeitig scharf festgelegt sein können. Kohärente Zustände $|\alpha_i\rangle$ entsprechen einer Poisson-verteilten Überlagerung mehrerer Teilchen, bei der Amplitude und Phase zwar unscharf bleiben, $\Delta n_i/n_i = \Delta \varphi_i = 1/|\alpha_i|$, das Unschärfeprodukt aber minimiert wird. Daher können diese Zustände ebenso wie eine Gitarrensaite relative Phasen zwischen den Gitterstellen besitzen. Im Gegensatz dazu ist bei Fock-Zuständen $|n_i\rangle$ die Teilchenzahl n_i genau bestimmt ($\Delta n_i = 0$), sodass die individuelle Phase unscharf bleibt. Deshalb ist auch keine relative Phasenbeziehung zwischen den Gitterplätzen möglich.

Im Experiment ist nun über die Gittertiefe das Verhältnis U/J , d. h. die Bedeutung der Teilchenstöße verglichen mit dem kinetischen Tunneln, frei wählbar und damit auch die charakteristischen Eigenschaften des Grundzustandes im Bose-Hubbard-Modell. In Potentialen von geringer (mittlerer) Tiefe ($U/J < 1$) wird sich deshalb ein superfluider Bose-Kondensatzustand ausbilden, der zwar an den Gitterpunkten Poissonsche (bzw. sub-Poissonsche) Teilchenzahlfuktua-

tionen aufweist, aber immer noch relative Phasen zwischen den Gitterplätzen zulässt. Solche „squeezing-Effekte“ wurden erstmals in eindimensionalen mesoskopischen Gittern entdeckt [4]. Überschreitet nun U/J einen von der Gittergeometrie abhängigen Wert, so durchläuft das Vielteilchensystem diskontinuierlich eine Quantenphasenübergang zum Mott-Isolator, in dem lokale Teilchenzahlfuktuationen unterdrückt sind (Fock-Zustand). Deshalb kann sich auch keine relative Phase mehr zwischen den Gitterplätzen einstellen. Der experimentelle Nachweis dieses Quantenphasenüberganges ist in diesem Jahr eindrucksvoll gelungen [2].

Der Ausgangspunkt des gegenwärtigen, dazu komplementären Experimentes [3] ist identisch und beginnt mit dem adiabatischen Transfer eines suprafluiden Rubidium-Kondensats in ein kubisch dreidimensionales, optisches Gitter von mittlerer Tiefe. Im ersten Experiment [2] wurde das Gitterpotential weiter adiabatisch vertieft und bei einem konstanten Wert fixiert, sodass man den Mott-Phasenübergang im Grundzustand durchläuft und keine weitere Phasenentwicklung feststellbar ist.

Hingegen wurde nun im zweiten Experiment [3] das Gitterpotential sprunghaft vertieft und bei diesem Wert gehalten, sodass anfänglich an jeder einzelnen Gitterstelle i eine kohärente Überlagerung von mehreren Teilchen, d. h. der Zustand $|\alpha_i\rangle$, präpariert wurde. Die Zeitentwicklung jedes dieser Superpositionszustände ist in diesem tiefen Gitter nun durch die Zweiteilchenwechselwirkung dominiert ($U \gg J$), d. h. $|\alpha_i\rangle(t) = e^{-|\alpha_i|^2/2 \sum_n (\alpha_i^n / \sqrt{n!}) \cdot e^{-i U n(n-1) t/2\hbar} |n\rangle}_i$. Wie die Abbildung zeigt, stellt sich die zeitliche Entwicklung nun als periodische Abfolge von Zerfall und fast perfekter Wiederherstellung des anfänglich kohärenten Zustandes nach $t_{\text{rev}} = \hbar/U$ dar. Somit wurde nicht nur in eindrucksvoller Weise der Teilchencharakter bosonische Quantenfelder nachgewiesen, sondern auch gezeigt, dass Zweiteilchenstöße zu einer voll kohärenten und auch kontrollierbaren Phasenentwicklung führen. Dieses Experiment stellt deshalb auch für die Methoden der Quanteninformationsverarbeitung einen wichtigen Referenzpunkt dar.

REINHOLD WALSER

Dr. Reinhold Walser, Abteilung für Quantenphysik, Universität Ulm, Albert-Einstein-Allee 11, 89069 Ulm