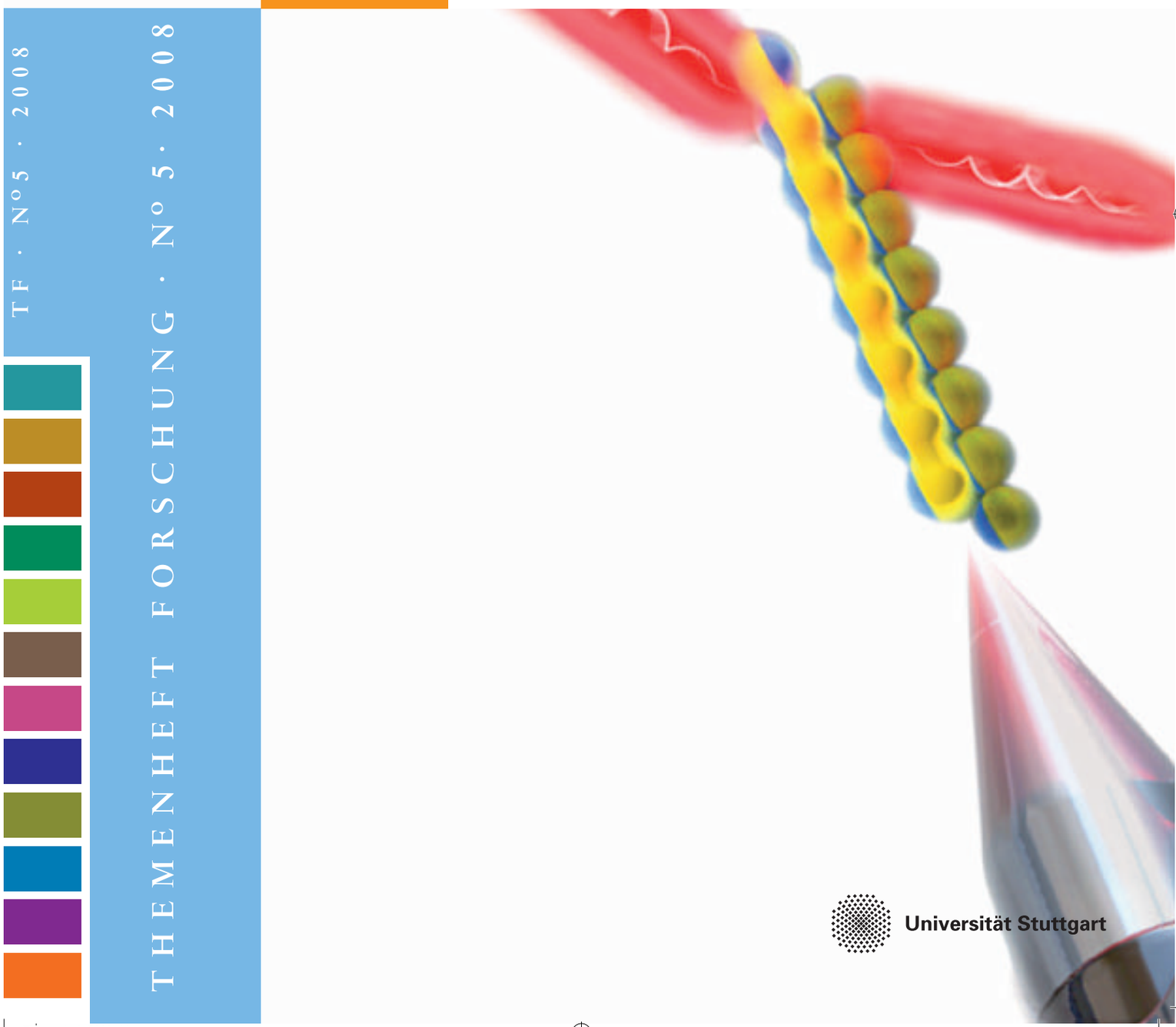
QUANTENMATERIE

QUANTEN-MATERIE



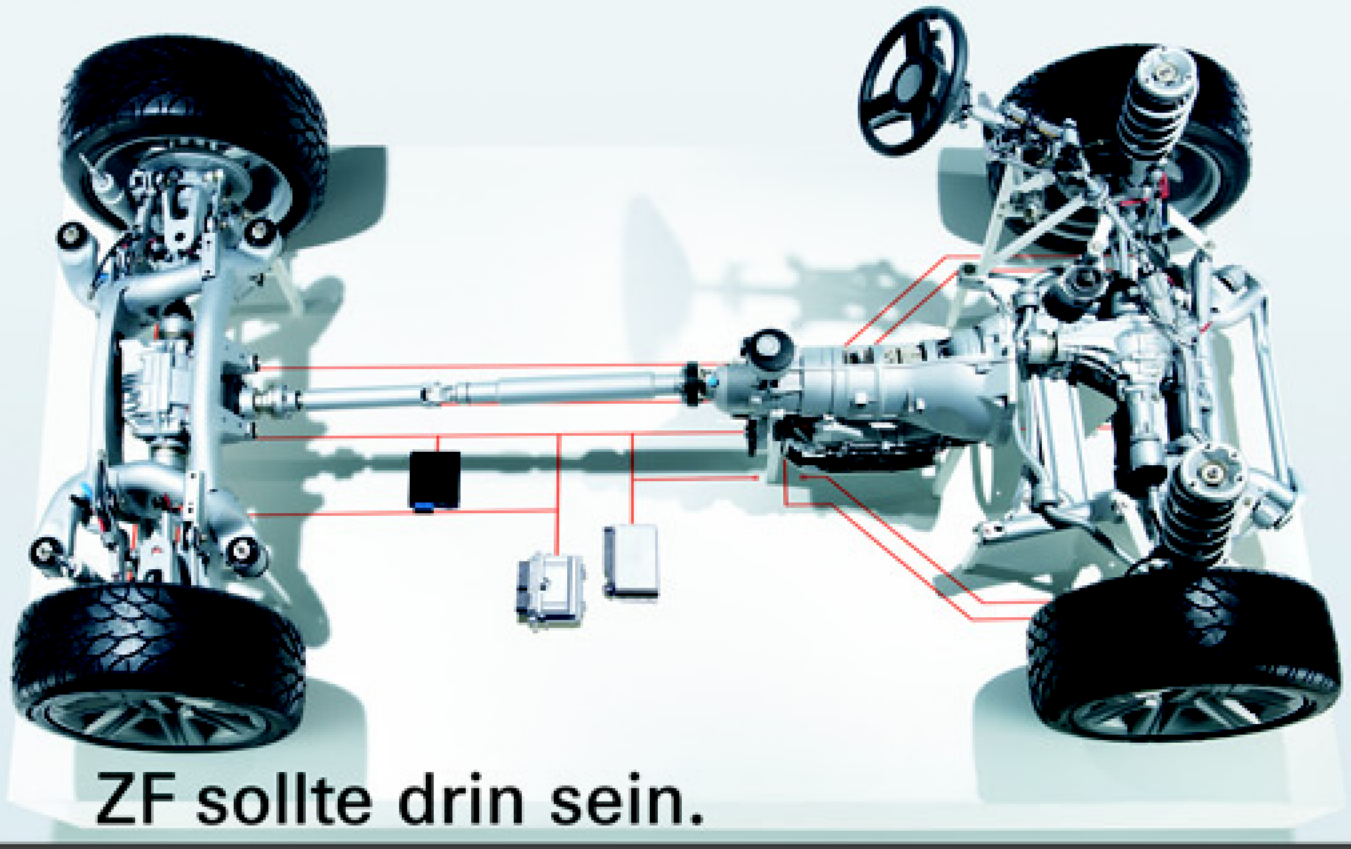
THEMENHEFT FORSCHUNG · N° 5 · 2008

TF · N°5 · 2008

Universität Stuttgart

Themenheft QM.indd 1 24.11.2008 14:59:56 Uhr

www.zf.com



ZF sollte drin sein.

Denn neue Entwicklungen wie 8-Gang-Automatgetriebe, Doppelkupplungsgetriebe, Hybridsysteme und -module reduzieren den Kraftstoffverbrauch und damit den CO_2-Ausstoß deutlich.

auto motor sport
BEST BRAND
Kategorie: Getriebe
2006 | 2007 | 2008

Für unsere Ingenieure sind Kraftstoff- und Emissionsreduzierung sowie ein hohes Maß an Fahrdynamik, Sicherheit und Komfort keine Widersprüche. Auch deswegen ist ZF seit Jahrzehnten innovativer Schrittmacher und zuverlässiger Partner der internationalen Automobilindustrie weltweit.

Antriebs- und Fahrwerktechnik

THEMENHEFT FORSCHUNG

Quantenmaterie

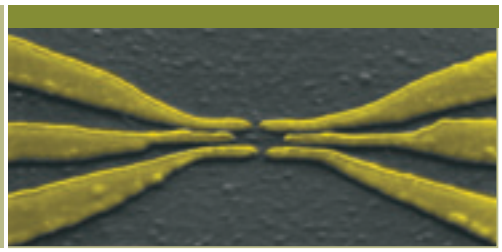
Universität Stuttgart • 2008

Inhalt

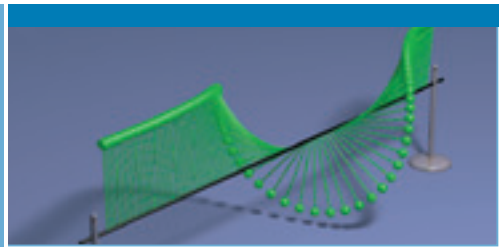
Editorial, Impressum 4

Geleitwort des Rektors 5
Wolfram Ressel

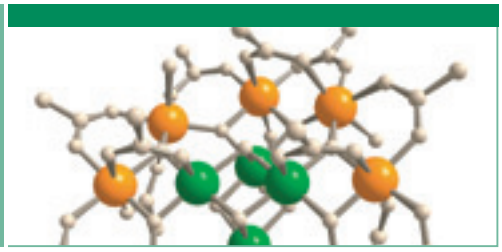
Quantenmaterie – Einleitung 8
Klaus von Klitzing



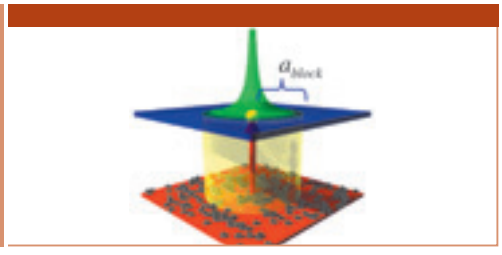
Künstliche Atome und Moleküle 10
maßgeschneidert aus Festkörpern
Peter Michler, Sven Marcus Ulrich, Jürgen Weis



Fraktionale Flussquanten 22
Steuerbare „Atome" im Supraleiter
Edward Goldobin, Reinhold Kleiner, Dieter Kölle, Wolfgang Schleich, Karl Vogel, Reinhold Walser

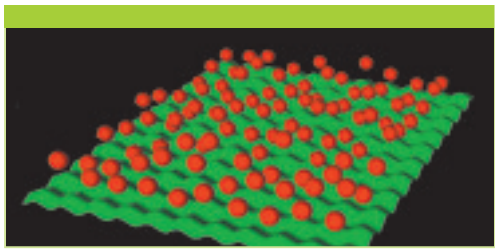


Molekulare Magnete 32
Martin Dressel



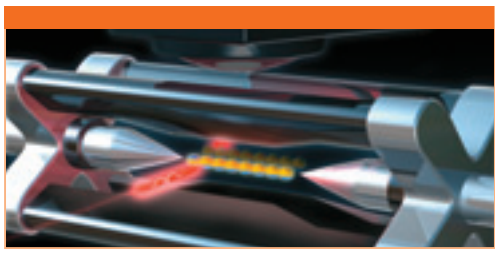
Kontrollierte Wechselwirkung
in Quantengasen 38
Tilman Pfau, Hans Peter Büchler, Reinhold Walser

Eigenschaften der Quantenmaterie 50
Zur Theorie der Quantenkorrelationen in Mott-Materie, kalten Gasen und mesoskopischen Systemen
Stefan Wessel, Alejandro Muramatsu

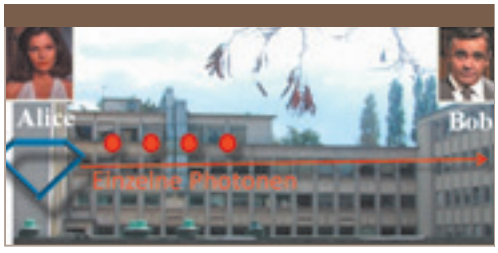


Bose-Einstein-Kondensate am Chip 58
József Fortágh, Dieter Kölle, Claus Zimmermann

Auf dem Weg zum Quantencomputer 70
Quanten-Verschränkung mit gefangenen Ionen
Ferdinand Schmidt-Kaler, Tommaso Calarco



Ein Quantencomputer in Diamant 78
Fedor Jelezko, Philipp Neumann, Florian Rempp, Wolfgang Schnitzler, Kilian Singer, Ferdinand Schmidt-Kaler, Jörg Wrachtrup



Editorial

Liebe Leserinnen und Leser,

selten liegt das wissenschaftliches Neuland, das wir eigentlich mit jedem THEMENHEFT FORSCHUNG betreten wollen, zunächst so fern wie in dieser Ausgabe. Wer schnell mal bei Wikipedia nachschauen möchte: Quantenmaterie – was ist das eigentlich – wird zum Zeitpunkt der Veröffentlichung unseres Themenheft nicht wirklich fündig. Die Forschung hat auf diesem Gebiet noch keine großen Städte angelegt, auch wenn bereits erste Wege gefunden wurden, das Land der Quantenmaterie fruchtbar zu machen.

Auch unter dem Gesichtspunkt von Sprache und Verstehen, oder von Public Understanding of Science, stellt das Thema Quantenmaterie eine besondere Herausforderung dar. Denn die Wissenschaftler sind hier in einem Bereich der Physik unterwegs, der sich dem gewohnten Verstehen durch Vorstellen und Begreifen mit den Mitteln unserer Alltagsphysik entzieht. Aber wenn man die Beiträge dieses Heftes gelesen hat, weiß man eine Menge über Quantenmaterie, weil man ihre Sprache oder zumindest einige ihrer Begrifflichkeiten gelernt hat. Und Spracherwerb ist eine wichtige Voraussetzung, um ein fremdes Land zu erkunden und zu verstehen. Die Welt der Quanten hält in Form von Quantenbauelementen – ohne dass es die meisten bemerken – schon längst Einzug in unsere Alltagswelt. Dieses Heft gibt Gelegenheit sich auf den aktuellen Stand der Forschung in der Quantenwelt zu bringen. Es lässt erahnen, welches enorme Potential hier für zukünftige Entwicklungen liegt.

Ich wünsche den Leserinnen und Lesern einen vergnüglichen Erkenntnisgewinn bei der Rezeption dieses Heftes, denn hier begegnen wir vielleicht einigen Gegenständen zum ersten Mal, die uns in naher Zukunft geläufig werden könnten.

Ulrich Engler

Impressum

Das THEMENHEFT FORSCHUNG wird herausgegeben im Auftrag des Rektorats der Universität Stuttgart.

Konzeption und Koordination „Themenheft Forschung“: Ulrich Engler, Tel. 0711/685-8 2205, E-Mail: ulrich.engler@verwaltung.uni-stuttgart.de

Wissenschaftlicher Koordinator „Quantenmaterie“: Tilman Pfau

Autoren „Quantenmaterie“: Hans Peter Büchler, Tommaso Calarco, Martin Dressel, József Fortágh, Edward Goldobin, Fedor Jelezko, Reinhold Kleiner, Klaus von Klitzing, Dieter Kölle, Peter Michler, Alejandro Muramatsu, Philipp Neumann, Tilman Pfau, Florian Rempp, Wolfgang Schleich, Ferdinand Schmidt-Kaler, Wolfgang Schnitzler, Kilian Singer, Sven Marcus Ulrich, Karl Vogel, Reinhold Walser, Jürgen Weis, Stefan Wessel, Jörg Wrachtrup und Claus Zimmermann

Titelseite und Grundlayout „Themenheft Forschung“: Zimmermann Visuelle Kommunikation, Gutenbergstraße 94 A, 70197 Stuttgart

Layoutumsetzung, Druck und Anzeigenverwaltung: ALPHA Informationsgesellschaft mbH, Finkenstraße 10, 68623 Lampertheim, Tel. 06206/939-0, Fax 06206/939-232, Internet: http://www.alphapublic.de Verkaufsleitung: Peter Asel

Universität Stuttgart 2008 ISSN 1861-0269

Novotek Hochvakuumtechnik

novotek
Gesellschaft für Laborgerätebau mbH

Bahnhofstraße 23
71106 Magstadt

Tel. + 49 (0) 7159 / 80569 -10
Fax. + 49 (0) 7159 / 80569 -11

www.novotek-vakuum.de
info@novotek-vakuum.de

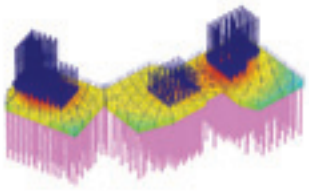
PLAXIS

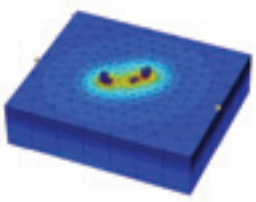
essential for geotechnical professionals

PLAXIS PRODUCTS

Plaxis is a range of finite element packages for 2D and 3D analysis of deformation, stability and groundwaterflow in geotechnical engineering.

- Plaxis 2D 'A full set of tools to analyse geotechnical problems'
- Dynamics Module 'For vibrations and earthquake simulation'
- 3D Tunnel 'The complexity of underground construction'
- 3D Foundation 'State of the art solutions for Foundation Design'
- PlaxFlow 'Analysis of complex groundwater flow problems'
- V.I.Plaxis Service Program





For more information about our products see our website: www.plaxis.nl

>> Warum drei Buchstaben den Markt definieren. ZSK – der Inbegriff im modernen Maschinen- und Anlagenbau für die Aufbereitungstechnik. Unsere Zweiwelligen Schneckenkneter setzen immer wieder Standards in der Kunststoff-, Chemie- und Nahrungsmittelindustrie. Sie sind das Highend-Hightech-Herzstück unserer Anlagen. Über 10.000 installierte Compoundiersysteme weltweit beweisen unsere einmalige System- und Prozesskompetenz. Und trotz aller Ingenieurskunst haben wir eines nicht verlernt, das die Basis in jeder funktionierenden Beziehung bildet: Wir hören unseren Partnern einfach gut zu! Deshalb liefern wir auch Ihnen maßgeschneiderte Lösungen für Ihre Compoundier- und Extrusionsaufgaben. Das ist es, was wir unter „confidence through partnership“ verstehen. >> www.coperion.com

Die beiden Wellen eines unserer Zweiwelligen Schneckenkneter, die optimal auf Ihr Produkt abgestimmt sind.

coperion
confidence through partnership

Geleitwort des Rektors

Sonderforschungsbereiche/Transregios gelten als das mächtigste Förderinstrument der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG), da sie Höchstmaßstäbe an die Qualität der Forschungsarbeiten und die Vernetzung der Wissenschaftler stellen. In einer aktuellen Evaluation dieser DFG-Förderlinie wurde ihr Beitrag zur Profilbildung der beteiligten Hochschulen als ein besonderes Kennzeichen der Transregios herausgestellt.

Im Transregio 21, (Control of quantum correlations in tailored matter: Common perspectives of mesoscopic systems and quantum gases“, kurz CO.CO.MAT, dt. Quantenkontrolle in maßgeschneiderter Materie) haben sich die Universitäten Stuttgart, Ulm und Tübingen sowie das Max-Planck-Institut für Festkörperforschung zusammengeschlossen, um ein Thema aus der Grundlagenforschung zu bearbeiten, das zunächst hauptsächlich von der Neugier der beteiligten Forscher getrieben wird. Unkonventionelle Anwendungen wie Quantencomputer, Messtechnik oder Massenspeicher werden dabei natürlich im Blick gehalten. In diesem Neuland der Physiker geht es aber zunächst um den Erkenntnisgewinn. Zum Beispiel sollen neue Zustände der Materie entdeckt und neue Vielteilchenquantenzustände kontrolliert erzeugt werden. Hier sind in den letzten Jahren schon beeindruckende Fortschritte gemacht worden.

Die Zusammenarbeit nicht nur über die Grenzen der Universitäten hinweg, sondern auch über Fachkulturen ist heute ein Kennzeichen fortgeschrittener Wissenschaftskultur. In diesem Fall besteht das besondere Verdienst darin, unterschiedliche wissenschaftliche Communities wie die Festkörperphysiker und die Atom- und Quantenphysiker zu einer gemeinsamen Forschungsanstrengung zusammen zu binden. Und es zeigt sich, dass es kaum eine so hohe Dichte von Expertise auf diesen Gebieten gibt wie in dem Dreieck Stuttgart, Tübingen und Ulm. Das gemeinsame Ziel der Kontrolle der Quantenzustände und ihrer Korrelationen verbindet die beteiligten Quantenoptik- und Festkörperexperten, obwohl sie dazu unterschiedliche Methoden einsetzen.

Das Forschungsprogramm der drei Universitäten und des Max-Planck-Instituts konkurriert dabei mit einigen vergleichbaren internationalen Aktivitäten in den USA, Japan, Australien und auch in Europa. Durch die gleichzeitige Erforschung von mesoskopischen Systemen und von Quantengasen, mit dem Ziel neue Zustände der Materie zu entdecken und zu kontrollieren, ist dieser Forschungsansatz jedoch wohl einzigartig.

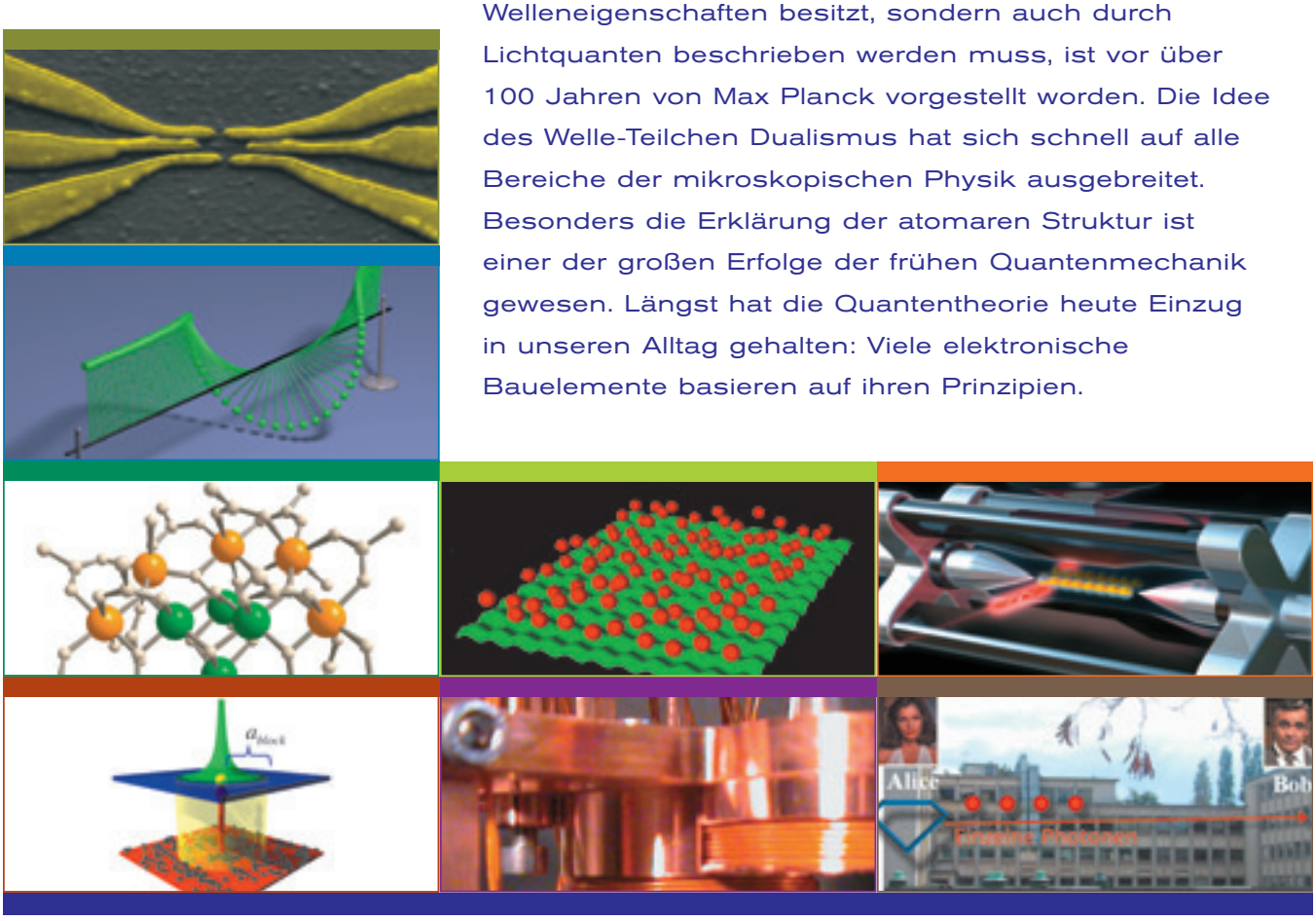
Auch der wissenschaftliche Nachwuchs profitiert in besonderer Weise von dieser fachlichen und räumlichen Vernetzung durch gemeinsame Seminare, rotierende Kolloquien und die Verpflichtung zur zeitweisen Mitarbeit in anderen Arbeitsgruppen.

Ich wünsche mir, dass die DFG das Förderinstrument Transregio weiter ausbaut. Und ich wünsche mir, dass an der Universität Stuttgart das Beispiel CO.CO.MAT weitere Forschergruppen inspiriert, die bestehenden Förderinstrumente zur fachübergreifenden Zusammenarbeit zu nutzen.

Besonderen Dank möchte ich dem wissenschaftlichen Koordinator dieses Heftes und Sprecher des Transregios, Prof. Tilman Pfau, aussprechen, der ebenso wie die beteiligten Autoren die zusätzliche Mühe auf sich genommen hat, das neue Forschungsgebiet für die Öffentlichkeit aufzubereiten.

Prof. Dr.-Ing. Wolfram Ressel

Quantenmaterie Einleitung



Die überraschende Erkenntnis, dass Licht nicht nur Welleneigenschaften besitzt, sondern auch durch Lichtquanten beschrieben werden muss, ist vor über 100 Jahren von Max Planck vorgestellt worden. Die Idee des Welle-Teilchen Dualismus hat sich schnell auf alle Bereiche der mikroskopischen Physik ausgebreitet. Besonders die Erklärung der atomaren Struktur ist einer der großen Erfolge der frühen Quantenmechanik gewesen. Längst hat die Quantentheorie heute Einzug in unseren Alltag gehalten: Viele elektronische Bauelemente basieren auf ihren Prinzipien.

Die Interpretation der Quantenmechanik, in der es im Gegensatz zur klassischen Physik einen absoluten Zufall gibt, hat viele philosophische Diskussionen hervorgerufen. Trotz aller Kritiker, unter denen sich auch Albert Einstein fand, hat sich die Quantentheorie in allen Tests hervorragend bewährt. Im Gegensatz zu vielen anderen physikalischen Theorien hat sie nicht nur näherungsweise Gültigkeit, sondern ist z.B. in allen zugänglichen Energiebereichen von der kältesten bis zur heißesten Materie kurz nach dem Urknall, hervorragend getestet. Präzisionsspektroskopische Messungen machen heute die Quantentheorie zur am besten getesteten Theorie überhaupt.

Die Quantentheorie ist für einfache Probleme wie z.B. die Erklärung der Struktur des Wasserstoffatoms sehr gut geeignet und mit hoher Präzision lösbar. Sind jedoch viele Teilchen beteiligt, wird die Lösung

der quantenmechanischen Gleichungen ungleich schwerer. Auf der anderen Seite ergeben sich durch die Erhöhung der Komplexität ungeahnte Möglichkeiten: Die Eigenschaften von Eis sind nicht nur die Summe der Eigenschaften von Wassermolekülen, sondern auf vielfältige Art neuartig. Wenn man aus Atomen Materialien aufbaut, ist die Sache nicht anders. Ungeahnte Designmöglichkeiten schlummern in der Quantennatur der Materie. Quantenmaterialien sind also Materialien, die sich durch überraschende neue Eigenschaften auszeichnen, die man von ihren atomaren Bauelementen noch nicht kennt. Bekannte Beispiele für ein unerwartetes kollektives Quantenphänomen sind die Supraleitung und der Quanten-Hall-Effekt. Beide Phänomene sind heute noch immer nicht in allen Details verstanden und daher Gegenstand aktueller Grundlagenforschung.

Wenn man den Bauplan solcher Phänomene verstehen und sich auf die Suche nach neuartigen heute noch unbekannten Quanteneigenschaften der Materie begeben möchte, dann ist man gut beraten, Bausteine zu verwenden, die einzeln gut kontrollierbar sind. Die Komplexität lässt sich kontrolliert steigern, wenn die Bausteine zunächst zu einfachen Molekülen und dann schrittweise zu Materialien mit völlig neuen Eigenschaften zusammengesetzt werden. Die Wechselwirkung zwischen den Bausteinen wird dabei systematisch kontrolliert. Dies ist in kurzen Worten die Mission des Transregio-Sonderforschungsbereichs der Deutschen Forschungsgemeinschaft, an der in Stuttgart, Ulm und Tübingen gearbeitet wird. Als Bausteine kommen einzelne Elektronen, Atome oder Ionen in Frage. Es eignen sich aber auch Makromoleküle, Quantenpunkte oder sogar Quantenwirbel in einem Supraleiter. Jeder dieser Bausteine hat sein spezifisches Zukunftspotential, da sie alle sehr gut verstanden und in ihren internen Freiheitsgraden sowie ihrer Wechselwirkung mit ihrer Umgebung sehr gut steuerbar sind.

Wie kann man Quantenmaterie verstehen oder in ihren Eigenschaften simulieren? Selbst die größten Rechenzentren der Welt stoßen hier an Grenzen, da die Komplexität exponentiell mit der Zahl der Bausteine steigt. Die Lösung liegt in der Quantenmechanik selbst. Nur Quantencomputer, in denen die Komplexität der Quantentheorie abgebildet werden kann, sind in der Lage Quantenmaterie aus sehr vielen Bausteinen zu simulieren. Die Entwicklung von Quantenmaterialien und Quantencomputern gehen daher Hand in Hand. Beide stehen erst am Anfang der Entwicklung und versprechen spannende Jahrzehnte aufregender Grundlagenforschung.

In diesem Heft werden einige Akteure vorgestellt, die am Max-Planck Institut für Festkörperforschung und an den Universitäten Stuttgart, Ulm und Tübingen an diesen Forschungsthemen arbeiten. Erste überraschende Ergebnisse liegen vor, viele weitere sind in der Zukunft noch zu erwarten.

Ich wünsche Ihnen viel Freude bei der Reise in das Land der Quantenmaterialien. •

Klaus von Klitzing

DER AUTOR

Prof. Dr. Klaus von Klitzing

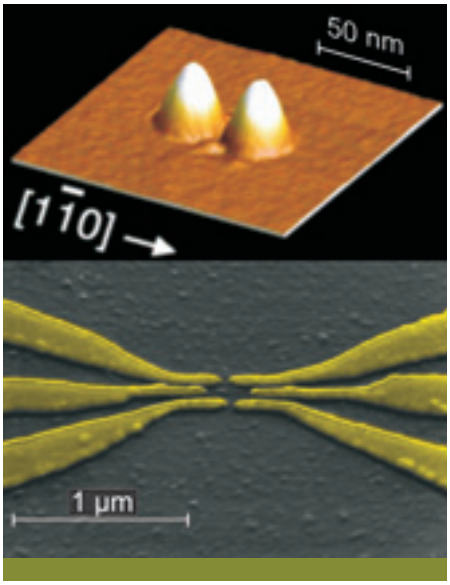
studierte Physik an der Technischen Universität Braunschweig und promovierte an der Universität Würzburg. Nach Auslandsaufenthalten in England und Frankreich und Habilitation in Würzburg erhielt er einen Ruf an die Technische Universität München. 1985 wurde ihm der Nobelpreis in Physik verliehen. Seit 1985 ist er Direktor am Max-Planck-Institut in Stuttgart und Honorarprofessor an der Universität Stuttgart.

Kontakt

Prof. Dr. Klaus von Klitzing, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung
Heisenbergstraße 1, 70569 Stuttgart
Tel.: 0711/689-1570, Fax: 0711/689-1572
E-Mail: K.Klitzing@fkf.mpg.de, Internet: www.mpi-stuttgart.mpg.de

Künstliche Atome und Moleküle

maßgeschneidert aus Festkörpern



Quantenpunkte (engl. „quantum dots", kurz QDs) sind physikalische Objekte, in denen Elektronen eingeschlossen werden, aber aufgrund ihrer räumlichen Abmessungen quantenmechanisch nur bestimmte diskrete Energieeigenzustände für die einzelnen Elektronen möglich sind. Aufgrund dieser Eigenschaft werden Quantenpunkte auch als „künstliche Atome" bezeichnet, zwei durch quantenmechanisches Tunneln gekoppelte Quantenpunkte als „künstliche Moleküle". Sie werden meist durch Strukturierung oder im Wachstum von Halbleitermaterialien hergestellt, so dass diese je nach physikalischer Fragestellung oder Anwendung maßgeschneidert hergestellt und angeordnet werden können. In diesem Beitrag möchten wir einen kleinen Einblick in die Eigenschaften und Möglichkeiten solcher Systeme (a) im elektrischen Transport und (b) in Wechselwirkung mit Photonen geben. Wir wollen hier zunächst eine kurze Zusammenfassung beider Teilbereiche geben.

1. Überblick

(a) Wird ein Quantenpunkt durch quantenmechanische Tunnelbarrieren an zwei Zuleitungen gekoppelt, lässt sich der elektrische Transport durch solche „künstliche Atome" studieren. Vor etwa zwanzig Jahren wurden weltweit solche Experimente gestartet, u.a. auch am Max-Planck-Institut für Festkörperforschung in Stuttgart. Dominiert durch die Elektronen-Elektronen-Wechselwirkung im Quantenpunkt, verhält sich diese Anordnung wie ein Einzelelektronen-Transistor. Der Elektronen-Spin als interner Freiheitsgrad kann unter gewissen Bedingungen jedoch dazu führen, dass die Modellvorstellung des Einzelelektronentunnelns zusammenbricht. So wurde vor zehn Jahren dann auch experimentell gezeigt, dass durch die Freiheit, den Quantenpunkt durch ein Elektron mit „Spin hoch" oder ein Elektron mit „Spin runter" zu besetzen, unter gewissen Umständen ein Kondo-korrelierter Vielteilchenzustand zwischen Elektronen im Quantenpunkt und Elektronen in den Zuleitungen entsteht: Der im Coulomb-Blockade-Bereich nichtleitende Quantenpunkt wird mit *abnehmender* Temperatur durch korreliertes Elektronentunneln leitend wie ein eindimensionaler Kanal.

Wie häufig in der Physik zeigen zwei auf den ersten Blick unterschiedliche Systeme doch die gleichen physikalischen Phänomene, d.h. unterliegen der gleichen physikalischen Beschreibung. Gleiches gilt für zwei elektrostatisch gekoppelte Quantenpunkte mit jeweils separaten Zuleitungen. Obwohl kein direkter Elektronenaustausch zwischen den Quantenpunkten möglich ist, tritt unter gewissen Umständen ein korrelierter quantenmechanischer Vielteilchenzustand auf, der beide Quantenpunkte hochleitend macht, obwohl im Bild des Einzelelektronentunnelns bei Berücksichtigung der elektrostatischen Wechselwirkung kein elektrischer Transport bei beiden Quantenpunkten zu erwarten ist. Interpretiert man den zweiwertigen Index zur Unterscheidung beider Quantenpunktsysteme als Pseudo-Spin, so wird die Analogie zum Spin-Kondo-Effekt am einzelnen Quantenpunkt deutlich. Dieses gilt es experimentell nachzuweisen, zu untersuchen und zu kontrollieren.

(b) Quantenpunkte, die mit Hilfe epitaktischer Wachstumsverfahren aus Kombinationen unterschiedlicher Halbleitermaterialien durch den Prozess der Selbstorganisation hergestellt werden können, sind die Grundlage für verschiedenste optische Untersuchungen am Institut für Halbleiteroptik und Funktionelle Grenzflächen (IHFG) der Universität Stuttgart. Die Analyse von strahlenden Rekombinationsprozessen zwischen Elektronen und Löchern offenbaren einen tiefen Einblick in die quantenmechanische Natur dieser Nanostrukturen. Die atom-ähnliche Schalenstruktur der gebundenen elektronischen Zustände beider Ladungsträger-Spezies führt hierbei zu besonderen statistischen Eigenschaften der Emission von Lichtquanten (Photonen), wie sie an klassischen Lichtquellen des täglichen Gebrauchs nicht zu beobachten sind.

Insbesondere die grundlegende Möglichkeit zur Erzeugung von einzelnen bzw. kaskadierten Photonen „auf Abruf" ist hierbei eine wichtige Eigenschaft, welche für die Realisierung entsprechender Emitterstrukturen in zukünftigen Bauteilen der optischen Datenverarbeitung (Quantencomputer) oder bei der absolut sicheren Übertragung von Nachrichten (Quantenkryptografie) gezielt ausgenutzt werden kann.

Die Untersuchung korrelierter Emissionsprozesse in einzelnen Quantenpunkten erlaubt weiterhin einen faszinierenden Einblick in das rein quantenmechanische Phänomen der „Verschränkung" von Photonen hinsichtlich ihrer Polarisation. Experimentelle Nachweise dieser Eigenschaft konnten vor kurzem auch an Quantenpunkten erbracht werden. Gelingt es in Zukunft, verschränkte Photonenpaare deterministisch kontrolliert zu erzeugen, bedeutet dies einen Meilenstein der Entwicklung in vielen Teilgebieten der Technologie, z.B. der Nachrichtentechnik oder auch der optischen Lithographie jenseits klassischer Grenzen.

SUMMARY

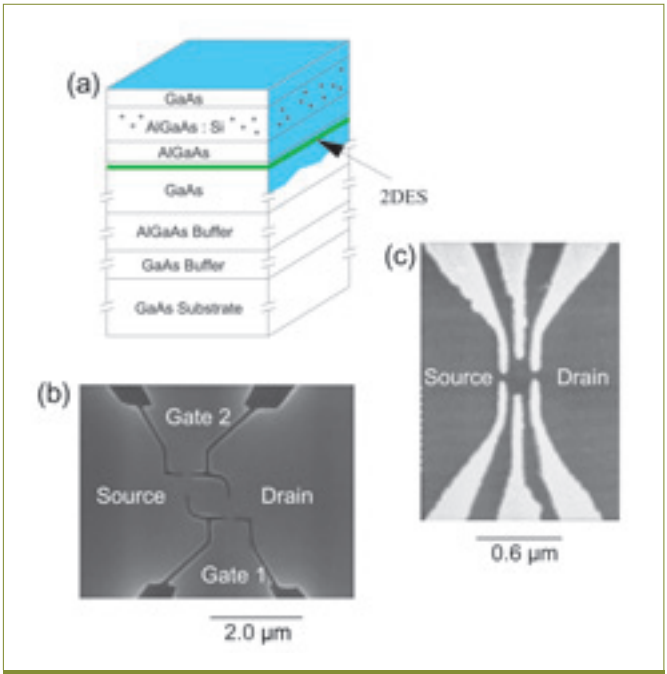
Quantenpunkte – auch „künstliche Atome" genannt – sind hervorragende Untersuchungsobjekte, um grundlegende quantenmechanische Effekte zu studieren. Realisiert in Halbleitermaterialien durch den räumlichen Einschluss von Ladungsträgern auf ein Volumen im Nanometerbereich, zeigen sie faszinierende Eigenschaften im elektrischen Transport und in der Wechselwirkung mit Licht. Räumlich fixiert, können Quantenpunkte auf vielfältige Weise miteinander wechselwirken, so auch „künstliche Moleküle" bilden. Dieses gibt weitere Möglichkeiten zur Untersuchung fundamentaler physikalischer Fragestellungen, aber auch für Anwendungen. So werden Quantenpunkte als Schlüsselbaustein in der festkörperbasierten Quanteninformationsverarbeitung und -übertragung diskutiert.

Quantum dots – also denoted as artificial atoms – are designed objects to explore, to study and to apply quantum mechanical phenomena. They are usually realized by spatially confining free charge carriers in a semiconductor volume of less than hundred nanometers, and show fascinating properties in electrical transport and in interaction with light. Two or more quantum dots can be spatially arranged and interact, for instance, by forming an artificial molecule. Quantum dots are discussed as key elements for solid-state based quantum information processing and transmission.

2. Elektrische Transporteigenschaften von Quantenpunkten

2.1. Materialbasis

Am Max-Planck-Institut für Festkörperforschung wird der elektrische Transport durch einzelne, aber auch wechselwirkende Quantenpunkte studiert. Als Basis zur Herstellung dienen Aluminium-/Galiumarsenid-Heterostrukturen: Unter Ultrahochvakuum werden Atomlage für Atomlage GaAs bzw. $Al_xGa_{1-x}As$ kristallin auf ein GaAs-Substrat aufgewachsen (Molekularstrahlepitaxie). Es entsteht ein Einkristall, der aber aus verschiedenen Halbleiterschichten besteht – daher der Name „Heterostruktur" oder „Heterokristall". In **01a** ist eine Heterostruktur skizziert, die an der Grenzschicht zwischen GaAs und $Al_xGa_{1-x}As$ etwa 50 nm unter der Oberfläche ein zweidimensionales Elektronensystem liefert. Zweidimensional heißt, dass die Bewegung der Elektronen in der Schicht senkrecht zu den Kristallschichten quantenmechanisch völlig eingefroren ist, und die Elektronen sich nur parallel zur Grenzschichtebene quasi frei, jedoch mit einer kleineren effektiven Masse, gegeben durch die Bandstruktur des GaAs, bewegen können. Abhängig von der Qualität der Heterostruktur können die Elektronen in der



01

(a) Typischer Aufbau einer GaAs/$Al_{0.33}Ga_{0.67}$As-Heterostruktur, die ein zweidimensionales Elektronensystem in GaAs an der Grenzschicht zu AlGaAs besitzt. Zum Definieren von Quantenpunkten mit Zuleitungen („Source" und „Drain") und weiteren Kontrollelektroden („Gate") wird das zweidimensionale Elektronensystem lateral strukturiert durch Ätzen von Gräben in die Heterostruktur (b) oder durch elektrostatisches Verarmen mittels strukturierter Metallelektroden („split gates") auf der Heterostrukturoberfläche (c).

(a) A typical layer sequence of a GaAs/$Al_{0.33}Ga_{0.67}$As heterostructure containing a two-dimensional electron system in GaAs at the interface to AlGaAs. For defining the quantum dot with source and drain leads, the two-dimensional electron system is laterally divided by etching grooves into the heterostructure (b) or by electrostatic depletion via structured metal electrodes (split-gates) on top of the heterostructure (c).

Schicht bei Flüssighelium-Temperaturen mehrere zehn Mikrometer weit ballistisch fliegen, bevor sie gestreut werden.

2.2. Definition der Quantenpunkte/ Modellsystem

Die Bewegung der Elektronen in der zweidimensionalen Schicht lässt sich weiter einschränken durch Hineinätzen in die Heterostruktur (**01b**) oder durch elektrostatische Verarmung mittels strukturierter Metallelektroden auf der Oberfläche (**01c**). Der Vorteil dieser Herstellungstechniken ist, dass die Eigenschaften im Experiment in-situ mittels angelegter elektrischer Spannungen verändert werden können. So definierte Quantenpunktsysteme dienten schon in der Vergangenheit als Modellsysteme, um den elektrischen Transport durch quantenmechanisch lokalisierte Zustände zu studieren. Sie geben auch Einblick, welche Effekte beim elektrischen Transport durch einzelne Atome oder Moleküle zu erwarten sind. Nachteil ist, dass aufgrund der Größe dieser Strukturen von wenigen Hundert Nanometern die relevanten Energien klein sind, d.h. erst bei sehr tiefen Temperaturen nahe dem absoluten Temperaturnullpunkt merkbar werden. Deshalb müssen die Experimente in einem ^{3}He-^{4}He-Mischungskryostaten unter 0,1 Kelvin durchgeführt werden. Erst bei räumlichen Abmessungen der Quantenpunkte von wenigen Nanometern überschreiten die Abstände in den Energieeigenwerten für die Elektronen im Quantenpunkt die thermische Energie k_BT von etwa 26 meV bei Raumtemperatur.

2.3. Coulomb-Blockade/ Einzelelektronenladeeffekt

Aufgrund der elektrostatischen Abstoßung zwischen Elektronen kostet es elektrostatische Energie, um den Quantenpunkt zu beladen. Als Konsequenz ist der elektrische Transport durch einen Quantenpunkt unterdrückt. Die Änderung des elektrostatischen Potentials des Quantenpunkts durch Erhöhen einer Spannung an einer naheliegenden kapazitiv ankoppelnden Elektrode („Gate") überwindet zunächst die Coulomb-Blockade: Für eine bestimmte „Gate"-Spannungserhöhung wird der Ladungszustand zwischen *N* und *N+1* Elektronen auf dem Quantenpunkt energetisch äquivalent, der Ladungszustand des Quantenpunktes fluktuiert. Mit weiterer „Gate"-Spannungserhöhung wird wieder ein stabiler Ladungszustand – jedoch mit einem Elektron mehr auf dem Quantenpunkt – erreicht. Es liegt wieder Coulomb-Blockade vor. Eine „Gate"-Spannungserhöhung über einen größeren Bereich führt dazu, dass der Wechsel zwischen stabilem und fluktuierendem Ladungszustand sukzessive für höhere Elektronenzahlen auf dem Quantenpunkt auftritt. Zwischen den Zuleitungen wird eine sich wiederholende Modulation des elektrischen Leitwerts beobachtet, was das Schalten zwischen Bereichen des Einzelelektronentunnels und der Coulomb-Blockade widerspiegelt („Coulomb-Blockade-Oszillationen"). Die Anordnung verhält sich wie ein Einzelelektronen-Transistor. **02a** zeigt den Strom als Funktion der „Source"-„Drain"-Spannung und einer „Gate"-Spannung für einen „Split-gate"-Quantenpunkt (**01c**). Sichtbar sind die nahezu rautenförmigen Bereiche mit unterdrücktem Leitwert (Coulomb-Blockade-Bereich) und anschließenden Bereichen des Einzelelektronentunnelns. Mit höherer „Source"-„Drain"-Spannung kann dann energetisch auch Multielektronentunneln auftreten.

2.4. Spin/AndersonStörstellenmodell/ Kondo-Effekt

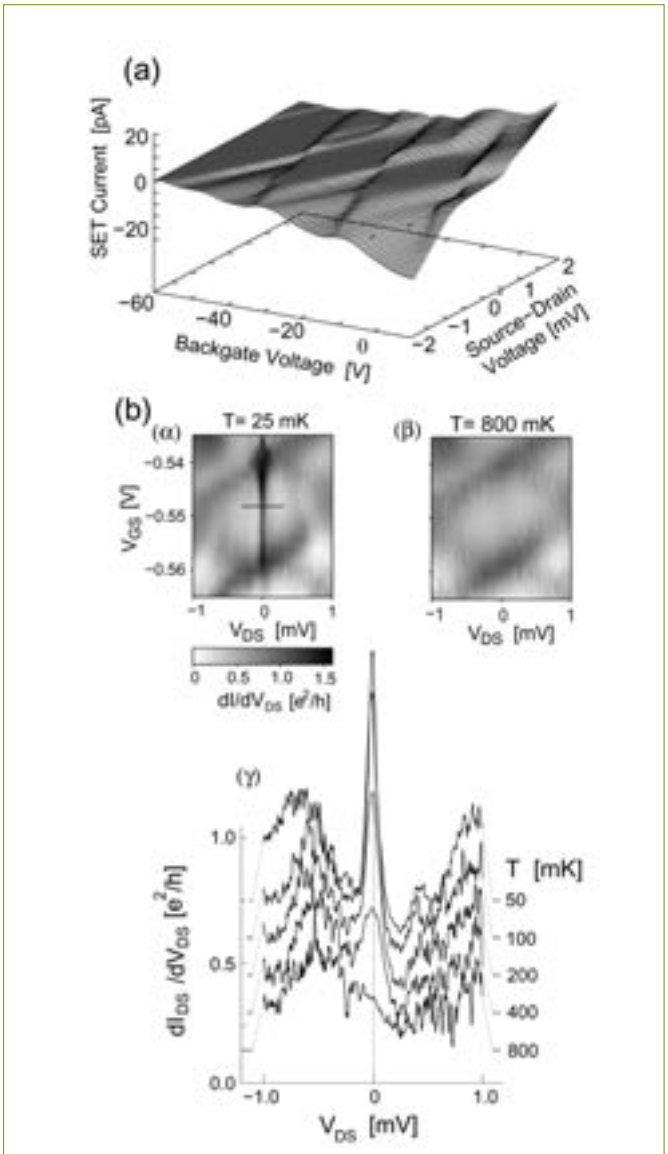
Befindet sich der Quantenpunkt im Coulomb-Blockade-Bereich, d.h. ist die Ladung auf *N* Elektronen fixiert, besteht aber die Freiheit, das *N*-te Elektron mit Spinorien-

tierung „hoch" oder Spin „runter" zu wählen, so geschieht Überraschendes: Der Spin als interner Freiheitsgrad führt dazu, dass ein Kondo-korrelierter Vielteilchenzustand zwischen Quantenpunkt und Zuleitungen entsteht, mit der Folge, dass die Coulomb-Blockade im elektrischen Transport mit weiterer Verringerung der Temperatur umgangen wird. Eine Basis zur theoretischen Beschreibung ist das Störstellenmodell, welches P. W. Anderson 1961 zur einfachen Modellierung einer einzelnen magnetischen Verunreinigung in einem Metall einführte. Schon in den 1930er Jahren hatte man beobachtet, dass der spezifische elektrische Widerstand von Metallen, etwa Kupfer, mit magnetischen Verunreinigungen, etwa Eisenatomen, bei tiefen Temperaturen logarithmisch ansteigt. Die Erklärung gelang erst 1964 durch den Theoretiker Jun Kondo.

Das Störstellenmodell von P. W. Anderson beschreibt einen lokalisierten Zustand an einem Störstellenatom (oder im Quantenpunkt), welches durch quantenmechanisches Tunneln an einen Fermi-See von Elektronen beider Spinorientierungen angekoppelt ist. Das Energieniveau des lokalisierten Zustandes liegt unterhalb der Fermi-Energie des Elektronensees, ist somit immer besetzt. Die Besetzung durch ein zweites Elektron mit der anderen Spinorientierung ist aufgrund der abstoßenden Coulomb-Wechselwirkung unterdrückt. Die theoretische Behandlung zeigt, dass durch korreliertes Tunneln der Spinzustand des lokalisierten Zustandes fluktuiert, der Ladungszustand der Störstelle (Quantenpunkt) nicht verändert wird. Es entsteht um die Störstelle herum ein korrelierter Vielteilchenzustand. Bei Metallen mit magnetischen Verunreinigungen erhöht dies den spezifischen Widerstand, da die Leitungsbandelektronen am um die Störstelle räumlich ausgedehnten Vielteilchenzustand gestreut werden. Dagegen entsteht beim Quantenpunkt elektrische Leitfähigkeit aufgrund korrelierten Tunnelns von Elektronen zwischen beiden Zuleitungen. Dieser Zustand bildet sich aber erst bei tiefen Temperaturen heraus. Als Maß gilt die sogenannte Kondo-Temperatur, die u.a. auch von der Stärke der quantenmechanischen Ankopplung der Quantenpunktzustände an die Zuleitungszustände abhängt. Mit zunehmender Tunnelankopplung steigt die Kondo-Temperatur. **02b** zeigt die Messung eines Coulomb-Blockade-Bereichs: Bei erhöhten Temperaturen (800 mK) ist der elektrische Transport unterdrückt, während mit Verringerung der Temperatur der Leitwert zunächst logarithmisch ansteigt und bei einem Wert über e^2/h sättigt (e bezeichnet hierbei die Elementarladung, h das Planck'sche Wirkungsquantum). Bei gleicher Tunnelankopplung an beide Zuleitungen würde der Leitwert bei tiefen Temperaturen sogar den Wert $2e^2/h \approx (13\ \mathrm{k\Omega})^{-1}$ erreichen. Dies entspricht dem Leitwert eines spin-entarteten eindimensionalen Elektronenkanals.

2.5. Anderson-Störstellen-Modell/ Zwei elektrostatisch wechselwirkende uantenpunktsysteme

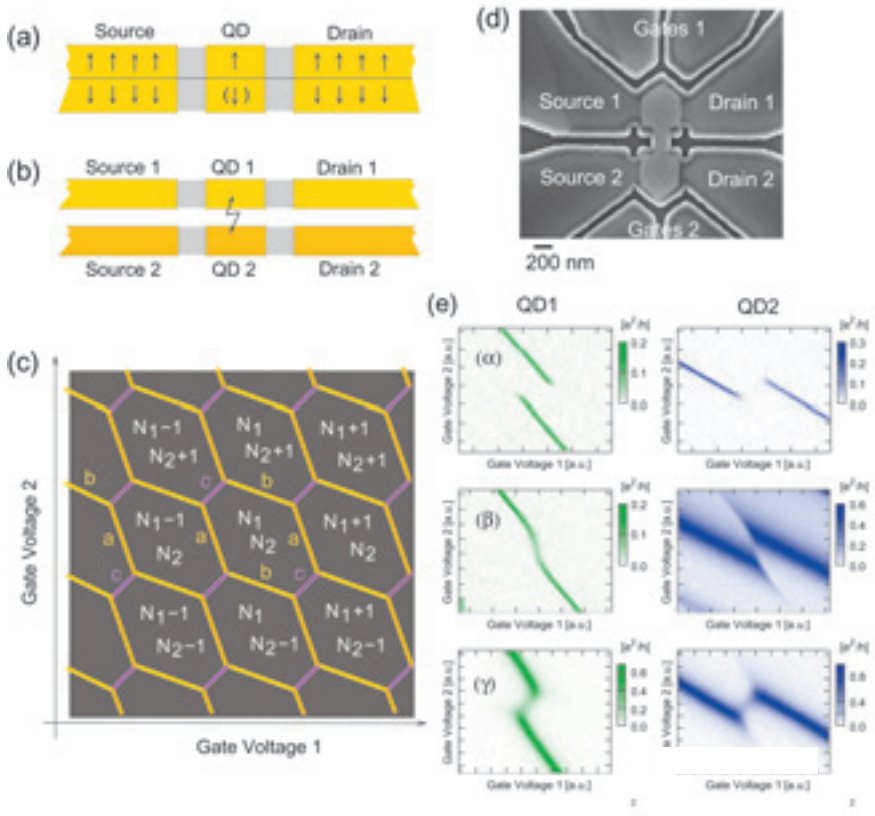
Das Anderson-Störstellen-Modell, welches zu dem eben beschriebenen Kondo-Effekt führt, beschreibt formal zwei separate Elektronensysteme – das „Spin hoch" und das



02

a) Elektrischer Strom durch einen Quantenpunkt-Einzelelektronen-Transistor als Funktion der „Source"-„Drain"-Spannung V_{DS} und einer „Gate"-Spannung V_{GS}. Es treten rautenförmige Bereiche mit unterdrückter Leitfähigkeit auf (Coulomb-Blockade). (b) Differentieller Leitwert dI/dV_{DS} im Bereich einer Coulomb-Blockade bei erhöhter Tunnelankopplung des Quantenpunktes an die Zuleitungen für die Temperaturen T= 25 mK (α) und T= 800 mK (β). Der Quantenpunkt zeigt im Bereich der Coulomb-Blockade einen hohen Leitwert bei $V_{DS} = 0$, der mit zunehmender Temperatur verschwindet (γ). (J. Schmid, MPI-FKF, Promotion 2000 an Universität Stuttgart)

(a) Current through a quantum dot system as a function of the source-drain voltage V_{DS} and a gate voltage V_{GS}, showing the typical Coulomb blockade regimes. (b) Differential conductance dI/dV_{DS} around a Coulomb-blockade region at enhanced tunnel coupling of the quantum dot to its leads for temperatures T= 25 mK (α) und T= 800 mK (β). In the region of Coulomb blockade, the quantum dot shows large conductance at $V_{DS} = 0$ which disappears with increasing temperature (γ). (from J. Schmid, MPI-FKF, PhD 2000 at University of Stuttgart)



03

Ein Quantenpunktsystem mit Spinentartung (a), sowie zwei elektrostatisch gekoppelte Quantenpunktsysteme mit elektrostatischer Entartung in Besetzung des Quantenpunktes 1 oder 2 (b) stellen Realisierungen des Anderson-Störstellen-Models dar. (c) Charakteristische wabenförmige Bereiche für stabile Ladungskonfigurationen auf den Quantenpunkten als Funktion zweier „Gate"-Spannungen. Entlang einer „c"-Linie wird die Bildung eines Kondo-Zustandes erwartet. (d) Lateral angeordnete Quantenpunktsysteme, hergestellt durch Ätzen von Gräben in die Heterostruktur. Starke elektrostatische Wechselwirkung wird durch eine Metallelektrode, die beide Quantenpunkte überdeckt, erreicht. (e) Leitwert von Quantenpunkt 1 (links) und 2 (rechts) als Funktion zweier „Gate"-Spannungen im Bereich einer „c"-Linie. Von (α) nach (β) wurde Tunnelankopplung von Quantenpunkt 2 an dessen Zuleitungen erhöht, zwischen (α) und (γ) die Tunnelankopplung beider Quantenpunkte. (A. Hübel, MPI-FKF, Promotion 2007)

A quantum dot system with spin degeneracy (a) and two electrostatically coupled quantum dot system with an electrostatic degeneracy in occupying the quantum dot 1 or 2 (b) represent realizations of the Anderson impurity model. (c) Characteristic honeycomb-like regions of charge stability on the two quantum dots as a function of two gate voltages. Along a „c"-line, the formation of a Kondo-like state is expected. (d) Laterally arranged quantum dot systems, defined by etching grooves into the heterostructure containing a two-dimensional electron system. Strong electrostatic interaction is achieved by a floating metal electrode covering both quantum dots. (e) Conductance of quantum dot 1 (left) and 2 (right) as a function of two gate voltages in the vicinity of a „c"-line. From (α) to (β), the tunnel coupling of quantum dot 2 is enhanced, from (α) to (γ) the tunnel coupling of both quantum dots were simultaneously enhanced.

„Spin runter"-System, welche beide in den Zuleitungen und auf dem Quantenpunkt präsent sind (**03a**). Beide Elektronensysteme wechselwirken an einer Stelle – dem Quantenpunkt, da dort eine Besetzung nur durch das eine oder andere Elektronensystem erfolgen kann. Es gibt im Modell keinen expliziten Wechsel von Elektronen mit „Spin hoch" zu „Spin runter" oder umgekehrt, d.h. Elektronen besetzen und verlassen den Quantenpunkt ohne ihre Spinorientierung zu verlieren. Auf dem Quantenpunkt fluktuiert der Spinzustand im Kondo-Zustand allein aufgrund korrelierten Elektronentunnelns, d.h. quantenmechanische Fluktuationen führen zum permanenten Austausch des Elektrons auf dem Quantenpunkt.

Zwei unabhängig elektrisch kontaktierte Quantenpunkte mit rein elektrostatischer Wechselwirkung können zur Unterscheidung mit einem zweiwertigen Index (Pseudospin) markiert werden (**03b**) und stellen damit auch zwei separate Elektronensysteme dar, die an einer Stelle – den Quantenpunkten – elektrostatisch miteinander wechselwirken. Sie besitzen ein charakteristisches, wabenförmiges Ladungsstabilitätsdiagramm als Funktion zweier „Gate"-Spannungen, die die elektrostatischen Potentiale der Quantenpunkte unterschiedlich schieben (**03c**). Bei kleinen „Source"-„Drain"-Spannungen ist Elektronentransport nur entlang von Grenzlinien möglich: Entlang der Grenzlinien „a" und „b", auf der sich die Zahl der Elektronen in einem Quantenpunkt verändert, während diese im anderen unverändert bleibt, ist Einzelelektronentunneln durch den entsprechenden Quantenpunkt möglich. Entlang von Grenzlinien, markiert mit einem „c", auf der sich beim Überqueren die Zahl um Eins in einem Quantenpunkt erhöht, während sie sich im anderen um Eins erniedrigt, ist Einzelelektronentunneln weder im oberen noch im unteren Quantenpunkt erlaubt. Solch eine Grenzlinie „c" ist nur zu finden, falls eine ausgeprägte elektrostatische Wechselwirkung zwischen den Quantenpunkten vorliegt, ansonsten kommen die beiden Trippelpunkte an den Enden der „c"-Linie zur Deckung. Die Grenzlinie „c" ist ausgeprägter je größer die Wechselwirkung.

Entlang der Grenzlinie „c" liegt eine elektrostatische Entartung zwischen Ladungszuständen, z.B. (N_1, N_2+1)

und (N_1+1, N_2) Elektronen auf den beiden Quantenpunkten vor. Dies lässt sich auch als Entartung des Pseudospins interpretieren: Einer der Quantenpunkte ist immer mit einem zusätzlichen Elektron besetzt, das Elektron kann alternativ im Quantenpunkt 1 (Pseudospin „hoch") oder 2 (Pseudospin „runter") sitzen, die Elektronen verbleiben aber in ihrem Quantenpunktsystem 1 oder 2. So kann die Anordnung als eine Pseudospin-Realisierung des Anderson-Störstellen-Modells verstanden werden. Demnach ist zu erwarten, dass quantenmechanische Korrelationen die Coulomb-Blockade im elektrischen Transport für beide Quantenpunkte umgehen sollten. Es entsteht ein korrelierter Vielteilchenzustand, der beide Quantenpunkte umfasst, obwohl kein direkter Elektronenaustausch zwischen den beiden Quantenpunktsystemen möglich ist. Eine Absenkung der Temperatur unter die für das System charakteristische Kondo-Temperatur sollte zu einem hohen Leitwert durch beide Quantenpunkte führen.

Um dies experimentell nachzuweisen, haben wir in den letzten Jahren zwei Anordnungen von zwei elektrostatisch stark wechselwirkenden Quantenpunktsystemen realisiert.

In einer ersten Anordnung sind die beiden Quantenpunktsysteme übereinander in einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur mit zwei zweidimensionalen Elektronensystemen gestapelt. Der geringe Abstand von etwa 60 nm garantiert eine starke elektrostatische Wechselwirkung, und zeigt erwartete Signaturen von Kondo-Physik, doch hat diese Realisierung den Nachteil, dass nicht alle Tunnelankopplungen der beiden Quantenpunkte an ihre Zuleitungen frei einstellbar sind (U. Wilhelm, Promotion 2000). Deshalb sind wir wieder auf lateral in einem zweidimensionalen Elektronensystem angeordnete Quantenpunktsysteme zurückgegangen, haben aber nach Wegen gesucht, die elektrostatische Wechselwirkung in solchen Strukturen zu verstärken. Dies gelang durch Aufbringen einer elektrisch isolierten Metallelektrode, die beide Quantenpunkte überdeckt (**03c**) (A. Hübel, Promotion 2007). Messungen des Leitwerts im Bereich der „c"-Linie im Ladungsstabilitätsdiagramm für verschiedene Tunnelankopplungen an die Zuleitungen (**03d**) und Temperaturen zeigen, dass korreliertes Elektronentunneln in diesem System auftritt. Theoretische Berechnungen unterstützen, dass dies auf Kondo-artiges Verhalten aufgrund der elektrostatischen Wechselwirkung zurückzuführen ist.

Wir können festhalten: Zwei elektrostatisch gekoppelte Quantenpunkte mit separaten Zuleitungen verhalten sich unter gewissen Umständen analog zu einem einzelnen Quantenpunktsystem mit Spin-Entartung. Da der Polarisationsgrad der Spinorientierung im Strom des Kondo-korrelierten Quantenpunktes schwer bestimmbar ist, um etwa theoretische Vorhersagen unter erhöhter „Source"-„Drain"-Spannung zu überprüfen, lassen sich in der Anordnung mit zwei Quantenpunkten trivial die Ströme durch beide Quantenpunkte, d.h. die (Pseudo-)Spinpolarisation, für verschiedene Parametereinstellungen messen. Die Möglichkeiten des gekoppelten Systems sind jedoch noch vielfältiger: Es wurde in theoretischen Arbeiten dargelegt, dass bei der gemeinsamen Behandlung des wahren Elektronenspins und des Pseudospins unter gewissen Umständen und moderaten Magnetfeldern ein hochgradig spinpolarisierter Elektronenstrom in einem der beiden Quantenpunktsysteme erzeugt wird. Die Kontrollmöglichkeiten über den spin-polarisierten Strom wären vielseitig, da die Parametereinstellungen für beide Quantenpunkte abgestimmt werden können. Dies ist durch künftige Experimente nachzuweisen.

3. Optische Eigenschaften von Halbleiter-Quantenpunkten

Im Gegensatz zu den im vorigen Abschnitt ausführlich beschriebenen, über elektrostatisch steuerbare Potentialbarrieren definierten Quantenpunkten für Elektronen-Transportmessungen wird am Institut für Halbleiteroptik und Funktionelle Grenzflächen (IHFG) der Universität Stuttgart eine gänzlich andere Spezies von nanoskopischen Modellsystemen, sogenannte selbstorganisierte Halbleiter-Quantenpunkte, für vielfältige optische Untersuchungen eingesetzt.

3.1. Herstellung

In diesem Fall handelt es sich um quasi-nulldimensionale, nur wenige zehn Nanometer (Millionstel Millimeter) große Kristallite eines Halbleitermaterials (z.B. Indium-Arsenid „InAs"), die in die Kristallmatrix eines zweiten umgebenden Halbleiters mit

größerer elektronischer Bandlückenenergie (z.B. Gallium-Arsenid „GaAs") eingebettet sind. Die Herstellung solcher Quantenpunkte erfolgt durch molekularstrahl-epitaktische oder auch gasphasenepitaktische Abscheidung des gewünschten Quantenpunktmaterials (hier: Indium und Arsen) auf einem präparierten und vorgereinigten Substrat-Wafer (GaAs) unter genau definierten Wachstumsbedingungen von Temperatur und Materialfluss. Speziell im Wachstumsmodus nach Stranski und Krastanow kommt es bei der Abscheidung des Materials auf dem Substrat zunächst zur Ausbildung einer geschlossenen Kristallschicht, die eine Dicke von nur wenigen Atomlagen aufweist.

Diese ersten Schichten wachsen zunächst „pseudomorph", also mit derselben Gitterperiode (d.h. dem Atomabstand in den einzelnen Lagen) wie das Substrat. Da es sich aber eigentlich bei dem aufwachsenden Material um eine andere Spezies von Kristall handelt, die durch eine etwas größere Gitterperiode (hier: +7%) charakterisiert ist, entsteht mit jeder weiteren Schicht eine Erhöhung der kompressiven Verspannung des Gitters. Wird nun eine materialspezifische „kritische Schichtdicke" von typischerweise nur wenigen Angström (10^{-10} m) überschritten, so entlädt sich die aufgesammelte Verspannungsenergie plötzlich durch Bildung kleiner kristalliner Inselstrukturen auf der Oberfläche, die praktisch die Urform der gewünschten Quantenpunkte darstellen. Ein solcher (noch unvollendeter) selbstorganisierter Quantenpunkt besteht aus etwa 10^4 bis 10^5 Atomen des epitaktisch abgeschiedenen Materials, wobei sowohl Größe als auch Form innerhalb des gesamten Quantenpunkt-Ensembles statistischen Schwankungen unterliegen.

Als letzten Schritt der Epitaxie werden die Punkte schließlich mit einer weiteren Schicht des Substratkristalls überwachsen, um nun einen vollständigen Einschluss der Punkte zu erreichen. In unserem Fall fungiert dabei das GaAs als drei-dimensionaler Potentialtopf, der gebundene Zustände sowohl von Elektronen (e-) sowie Löchern (h+; auch „Defektelektronen" genannt) in Form von „Schalen" diskreter Energie im InAs-Quantenpunkt erzeugt. Von dieser Quantisierung der Zustände rührt die vielzitierte formale Analogie zwischen Quantenpunkten als „künstlichen Atomen" und „echten Atomen" her.

3.2. Optische Spektroskopie

Die beschriebene Art von Strukturen erlaubt es nun, sowohl verschiedene Wechselwirkungsmechanismen zwischen gleichartigen und verschiedenen Ladungsträgern innerhalb eines einzelnen Quantenpunkts sowie beim Einfang oder „Tunneln" aus der umgebenden Barriere, als auch das dynamische Verhalten spontaner strahlender Elektron-Loch-Rekombinationsprozesse unter Aussendung eines Lichtquants (Photons) zu studieren. Um derartige Photolumineszenz-Prozesse im Detail und ohne störende thermische Einflüsse beobachten zu können, werden Quantenpunktproben zunächst auf tiefe Temperaturen von etwa 4 Kelvin (entsprechend -269°C) durch flüssiges Helium abgekühlt und anschließend hochauflösend mikroskopisch mit Hilfe von laserspektroskopischen Verfahren untersucht. Die Absorption von Laserlicht mit einstellbarer Wellenlänge λ (d.h. Energie $E = hc/\lambda$) und Intensität wird hier dazu verwendet, Elektronen (e-) und Löcher (h+) entweder nichtresonant in der direkten Umgebung weniger Quantenpunkte oder idealerweise resonant innerhalb eines einzelnen Quantenpunkts anzuregen. Je nach Art der Anregung können so verschiedene Besetzungszustände präpariert werden, deren strahlende Rekombination spektral und/oder zeitlich aufgelöst untersucht wird. Moderne hochempfindliche Detektoren in Kombination mit schmalbandigen optischen Filtern erlauben es hierbei sogar, einzelne Photonen solcher Emissionsereignisse getrennt nachzuweisen. Welche Einblicke in die Quantenwelt dadurch möglich werden, soll im Folgenden beschrieben werden.

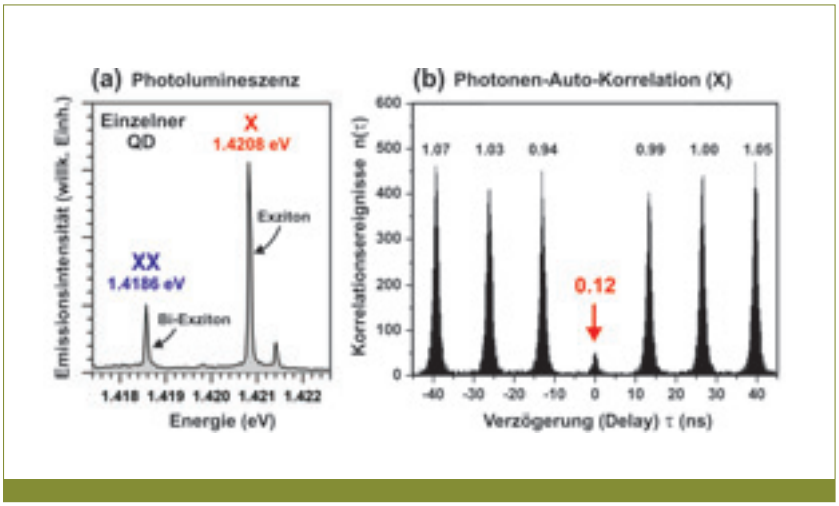
3.3. Exzitonen, Multiexzitonen und nichtklassisches Licht

Die einfachste Form eines optisch aktiven Zwei-Teilchen-Ladungsträgerzustandes in einem Quantenpunkt repräsentiert das sog. „Exziton" (Symbol: X), ein durch Coulomb-Wechselwirkung gebundenes und durch das Einschlusspotential des Quantenpunkts stark lokalisiertes Elektron-Loch-Paar. Ein solcher Besetzungszustand, bei dem die energetisch niedrigsten Schalen in Leitungs- und Valenzband mit jeweils einem Ladungsträger gerade zur Hälfte besetzt sind, entspricht einem angeregten Zustand, der nach einer charakteristischen Lebensdauer von etwa 1 ns

(10^{-9} s) spontan wieder zerfällt. Bei diesem strahlenden Rekombinationsprozess wird gerade die Energiedifferenz zwischen dem angeregten Ausgangszustand („Exziton") und dem Grundzustand des unbesetzten Quantenpunkts („Vakuumzustand") in Form eines einzelnen Photons freigesetzt.

Beobachtet man den Prozess spontaner Emission dieser charakteristischen exzitonischen Photonen eines einzelnen Quantenpunktes durch Integration über viele Anregungszyklen hinweg, so ergibt sich eine scharfe Einzellinie (X) im Spektrum wie in **04a** gezeigt. In Abhängigkeit von der optischen Anregungsintensität können neben Exzitonen darüber hinaus aber auch Quantenpunkt-Zustände präpariert werden, bei denen nicht nur einzelne, sondern im Mittel gleich zwei oder mehr angeregte Elektron-Loch-Paare die energetisch niedrigsten Zustände in den Schalen besetzen. Den Zustand von jeweils zwei wechselwirkenden Elektron-Loch-Paaren zeigt **04a** als zusätzliche Rekombinationslinie des „Bi-Exzitons" (XX), dessen Photonen-Energie von der des Exzitons (X) verschieden ist. Grund hierfür ist die gegenseitige Coulomb-Wechselwirkung der e-h-Paare in der niedrigsten Schale, die sowohl attraktiven (anziehenden) wie repulsiven (abstoßenden) Charakter haben kann. Bei dem hier gezeigten Quantenpunkt überwiegt die anziehende Wechselwirkung der e-h-Paare – zu sehen an der spektralen Rotverschiebung der Rekombinationslinie des Biexzitons gegenüber der des Exzitons. Diese Energiedifferenz wird oft auch als „Biexziton-Bindungsenergie" bezeichnet.

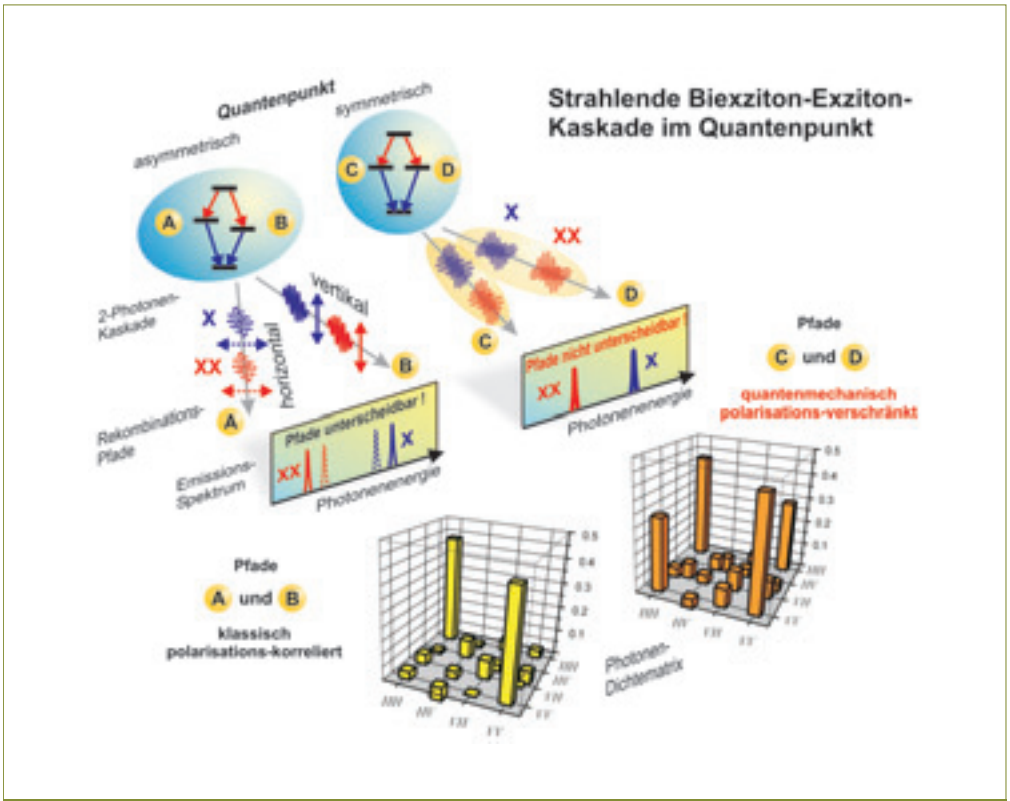
Der besondere „nicht-klassische" Charakter der Photonenemission aus einem einzelnen QD-Zerfallskanal erschließt sich direkt anhand von speziellen Statistikmessungen (sog. Auto-Korrelationsmessungen), bei denen die Häufigkeitsverteilung der Emission zweier aufeinander folgender Photonen (z.B. des Exzitons X) als Funktion ihres zeitlichen Abstandes (Verzögerung τ) gemessen wird. In **04b** ist das Ergebnis einer solchen Messung gezeigt, bei der der exzitonische Zustand des QDs gepulst mit einer Periode von 13 ns angeregt wurde. Speziell das Messsignal bei Verzögerungszeit null verrät das erwähnte nicht-klassische Verhalten, da sich hier eine nahezu vollständige Unterdrückung von gleichzeitig auftretenden Photonen aus diesem Zerfallskanal widerspiegelt, während Photonenpaare aus unterschiedlichen Anregungszyklen keine Korrelation aufweisen und der Poisson-Statistik (Wert = 1) unterliegen. Der hier beobachtbare nicht-klassische (auch: „Sub-Poisson"-) Charakter des Lichts ergibt sich aus der Tatsache, dass sich der QD nach Emission eines Photons nicht sofort im Ausgangszustand befindet, sondern für die erneute Aussendung eines gleichen Photons zunächst wieder angeregt werden muss. Dieser Sachverhalt unterbindet das gleichzeitige Auftreten von zwei (oder mehr) Photonen – wie es in völligem Gegensatz dazu in klassischen Lichtquellen wie etwa glühenden Körpern, Plasmen oder



04

(a) Zeitlich integriertes Photolumineszenzspektrum eines einzelnen Halbleiter-Quantenpunkts, in dem die spontanen strahlenden Rekombinationen des exzitonischen (X) und des bi-exzitonischen Zustands (XX) als diskrete Linien zu sehen sind; (b) Photonen-Auto-Korrelationsmessung an der Exziton-Linie unter gepulster Anregung: Der nichtklassische Charakter der Photonenemission einzelner QDs zeigt sich in der ausgeprägten Unterdrückung von Ereignissen, bei denen gleichzeitig zwei oder mehr Photonen aus ein und demselben Zerfallskanal (hier: X) auftreten. In der Sprache der Quantenmechanik bezeichnet man die Unterdrückung des normierten Korrelationssignals < 0.5 bei Verzögerung $\tau = 0$ als „Anti-Bunching" im Sinne von „zeitlich abstandhaltenden Photonen".

(a) Time-integrated photoluminescence spectra of a single semiconductor quantum dot, revealing the characteristic discrete line signatures of spontaneous radiative recombination from the excitonic (X) and bi-excitonic (XX) state; (b) Results of a photon-autocorrelation measurement of the exciton line under pulsed optical excitation: the non-classical character is reflected in a strong suppression of simultaneous multi-photon emission events from the same decay channel (here: X). Quantum mechanically, the pronounced suppression effect of correlation signal < 0.5 around zero delay ($\tau = 0$) is known as „photon anti-bunching", i.e. the non-classical phenomenon of temporally separated photon emission processes.



05

Schema der Erzeugung klassisch korrelierter sowie „polarisations-verschränkter" Paare von Lichtquanten (Photonen) aus der strahlenden Biexziton-Exziton-Rekombination eines einzelnen Quantenpunkts. Im „klassischen Fall" (Pfade „A" und „B") können die Lichtquanten anhand ihrer Polarisation und Energie klar unterschieden werden. „Polarisations-verschränkte" Photonen hingegen (Pfade „C" und „D") befinden sich in einem quantenmechanischen Superpositions-Zustand, der sich durch starke Korrelation der beiden Photonen auszeichnet. Aufschluss über den gesamten Grad der Verschränkung des beobachteten Photonen-Zustands liefert hier die sog. Zwei-Photonen-Dichtematrix.

Generation scheme of „classically correlated" and „polarization-entangled" photon pairs from a single quantum dot. In the „classical" case (paths „A" and „B") the emitted photons can be distinguished in terms of polarization and energy, whereas „entangled" photon pairs are in a superposition state of strong correlation. The degree of entanglement of this state can be extracted from a measurement of the so-called photon density matrix.

auch Laserquellen zu beobachten ist. Neben der zuvor beschriebenen Möglichkeit der getriggerten Erzeugung von einzelnen Photonen aus dem Exziton-Zerfall kann natürlich ebenso die bi-exzitonische Rekombination (XX) eines QDs durch spektrale Filterung genutzt werden, um Einzelphotonen bei entsprechend anderer Energie zu erzeugen.
Darüber hinaus ist es ebenfalls möglich, durch geeignete optische Anregung einzelne Quantenpunkte zunächst gezielt mit zwei e-h-Paaren zu besetzen und somit den biexzitonischen Zustand zu präparieren, der anschließend unter sequentieller Aussendung von einem XX- und einem X-Photon in den Vakuumzustand rekombiniert.
Aufgrund der bedeutend kürzeren Lebensdauer des Bi-Exzitons von nur etwa 500 ps (vgl. Exziton: ~ 1 ns) bilden diese zwei Prozesse also eine Zwei-Photonen-Kaskade, die – wie im folgenden beschrieben – zur Erzeugung eines weiteren quantenmechanischen Phänomens, der „Polarisations-Verschränkung" von Photonenpaaren, genutzt werden kann. Der experimentelle Nachweis dieses Effekts konnte kürzlich auch am Institut für Halbleiteroptik und Funktionelle Grenzflächen (IHFG) erbracht werden.

3.4. Erzeugung von polarisationsverschränkten Photonenpaaren

Wie in **05** schematisch gezeigt wird, können bei der kaskadierten Emission von je einem XX-Photon und einem X-Photon von einen einzelnen Quantenpunkt zwei Grenzfälle unterschieden werden. Die Rekombinationspfade „A" und „B" repräsentieren den Fall einer „klassischen" Korrelation, die sich durch gleichartige lineare Polarisation der Photonenpaare (hier: horizontal oder vertikal) auszeichnet. Bedingt durch eine häufig zugrunde liegende leichte strukturelle Asymmetrie selbst-organisiert gewachsener Quantenpunkte zeigt das Emissionsspektrum von XX und X in diesem Fall eine auflösbare Feinstrukturaufspaltung in sogenannte Dubletts. Sowohl anhand dieser Feinstruktur als auch durch die gleichartige Linearpolarisation beider aufeinanderfolgender Photonen können die Pfade „A" und „B" der Kaskade also klar voneinander unterschieden werden: XX- und X-Rekombination sind hier „klassisch polarisations-korreliert".
Ein völlig anderes Szenario stellt sich im Falle einer nahezu verschwindenden Feinstruktur oder gar vollständiger Ent-

artung der Emissionskomponenten von Bi-Exziton und Exziton dar: Aufgrund der in diesem Fall nicht spektral unterscheidbaren Rekombinationspfade „C" und „D" muss der Gesamtzustand der kaskadierten Photonenpaare nun als Superposition (d.h. Linearkombination) aus den beiden möglichen Zerfalls-Pfaden mit entsprechender Polarisation beschrieben werden. Bei einem solchen Zwei-Photonen-Zustand handelt es sich um „polarisationsverschränkte" Photonenpaare, ein rein quantenmechanisch beschreibbares Phänomen ohne klassisches Analogon.

In dieser Superposition ist der Polarisationszustand jedes einzelnen der beiden verschränkten Photonen zunächst komplett unbestimmt. Erst die gezielte Messung des Polarisationszustands eines der beiden emittierten Photonen ergibt dann aber sofort auch eine direkte Aussage über die Polarisation des zweiten Photons aus derselben Kaskade. In der Sprechweise der Quantenmechanik „zwingt" erst diese nachträgliche Messung der Polarisation den verschränkten Superpositionszustand zum ‚Kollaps' in den vom Experimentator gewählten Messzustand der Polarisation. Der zuvor unbestimmte Zustand des zweiten (korrelierten) Photons wird hierbei instantan, abhängig vom Resultat der Messung am ersten Photon, festgelegt. Interessanterweise können beide verschränkten Photonen auch weit voneinander gemessen werden, ohne dass die zuvor beschriebene starke Korrelation verloren geht.

Am IHFG ist es nun gelungen, solche verschränkten Photonenpaare mit Hilfe eines einzelnen InAs/GaAs-Halbleiter-QDs getriggert zu erzeugen und anschließend nachzuweisen (Quelle: R. Hafenbrak, S. M. Ulrich, P. Michler, L. Wang, A. Rastelli, and O. G. Schmidt: *Triggered polarization-entangled photon pairs from a single quantum dot up to 30 K*, New Journal of Physics 9, 315 (2007)). Unter schneller periodischer Anregung des Quantenpunkts mittels gepulsten Laserlichts wurden hierzu XX- und X-Photonen der Lumineszenz polarisationsabhängig miteinander zeitlich korreliert. Aus Messungen einer Vielzahl unterschiedlicher Kombinationsmöglichkeiten der Polarisation war es so möglich, die Gesamtkorrelation und somit den Grad der Verschränkung des Zustandes mit einem Quanten-Tomographieverfahren zu ermitteln.

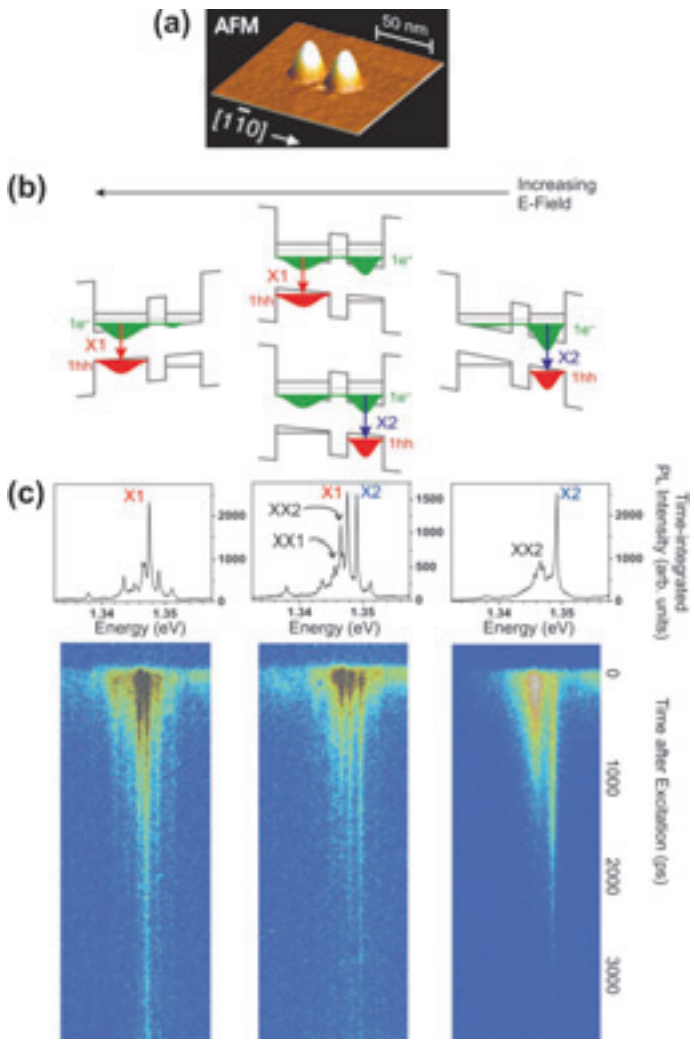
Das Ergebnis in Form der bestimmten Zwei-Photonen-Dichtematrix ist im unteren Teil von **05** gezeigt. Als eindeutiges Indiz für den hohen Verschränkungsgrad der hier erzeugten Photonenpaare (mit bis zu 72 Prozent bzgl. perfekter Verschränkung) erkennt man den Beitrag der Nebendiagonalelemente der Matrix (rechtes Bild), die im „klassischen" Fall unterscheidbarer Zerfallspfade (linkes Bild) nicht zu erwarten sind. Während die hier gezeigten Ergebnisse zunächst bei Temperaturen von T = 4 K (-269°C) gemessen wurden, ist es weiterhin erstmals gelungen, einen nahezu unveränderten Verschränkungsgrad von ~ 68 Prozent bis zu T = 30 K (-243°C) nachzuweisen.

Als wichtiges Ziel laufender Untersuchungen am IHFG ist die Optimierung der verwendeten Quantenpunkte hinsichtlich ihrer Temperaturstabilität angestrebt, mit denen möglicherweise Verschränkung sogar bei deutlich höheren Temperaturen oberhalb von 77 K (Siedepunkt von Stickstoff) und damit anwendungstechnisch relevanten Bereichen realisiert werden kann.

3.5. Gekoppelte Quantenpunkte

Mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie kann man lateral sehr dicht nebeneinander liegende Quantenpunkte herstellen. **06a** zeigt eine Rasterkraftmikroskopieaufnahme (AFM) zweier lateraler Quantenpunktmoleküle, die aus jeweils zwei individuellen (In,Ga)As Quantenpunkten bestehen (Quelle: G. Beirne et al., Phys. Rev. Lett. 96, 137401 (2006)). Die Quantenpunkte können durch einen kurzen optischen Laserpuls gezielt mit Elektron-Loch-Paaren gefüllt werden. Die von den Elektronen eingenommenen Energiezustände hängen von der Größe, der Form, und dem verwendeten Materialsystem der jeweiligen Quantenpunkte ab. Wenn die elektronischen Energieniveaus des linken und rechten Quantenpunktes energetisch sehr nahe beieinander liegen, tritt resonantes Tunneln auf. Das bedeutet, dass z.B. ein Elektron über den beiden Quantenpunkten delokalisiert und somit keinem individuellen Quantenpunkt mehr zugehörig ist.

Das kontrollierte Erzeugen und Nachweisen derartiger Zustände ist die Grundvoraussetzung für Konzepte, die momentan für die Quanteninformationsverarbeitung diskutiert werden. So ermöglicht die hier verwendete laterale Geometrie gegenüber



06

(a) Rasterkraftmikroskopieaufnahme (AFM) eines einzelnen Moleküls aus zwei lateral gekoppelten (In,Ga)As/GaAs-Quantenpunkten; (b) Schematische Darstellung der elektronischen Quantenpunkt-Molekül-Wellenfunktionen in Abhängigkeit von der angelegten lateralen Stärke eines elektrischen Feldes; drei Fälle relativen „Tunings" zwischen den beiden Quantenpunkten können anhand ihrer resultierenden Gesamtwellenfunktionen und den entsprechenden exzitonischen (X1, X2) Übergängen unterschieden werden; (c) Zeitintegrierte Photolumineszenzspektren eines einzelnen Moleküls (entsprechend den drei Fällen in der oberen Abbildung) und dazugehörige zeitaufgelöste Spektren.

(a) Atomic force microscopy (AFM) image of a single molecule of two laterally coupled (In,Ga)As/FGaAs semiconductor quantum dots; b) Sketch of the electronic wave function of a quantum dot molecule (QDM) as a function of lateral electric field strength; three different conditions of relative 'tuning' between the two dots can be distinguished in terms of their resulting total wave function and the corresponding excitonic transitions (X1, X2); (c) Time-integrated QDM emission spectra and corresponding time-resolved spectra.

den bisher realisierten vertikalen Ansätzen die Kopplung in zwei Dimensionen. Dies ermöglicht eine Hochskalierung auf eine sehr große Zahl von Quantenpunkten.

Eine weitere Besonderheit dieser Quantenpunktmoleküle ist ihre Anordnung entlang ausgezeichneter Kristallachsen. Diese ermöglicht es, Elektroden zur Erzeugung elektrischer Felder auf der Probe aufzubringen. Mit Hilfe der Felder kann der Grad der Delokalisierung gesteuert beziehungsweise ein Elektron gezielt vom linken zum rechten Quantenpunkt transportiert werden (**06b**). Information über den bevorzugten Aufenthaltsort erhält man aus der strahlenden Rekombination des Elektrons mit einem jeweils ortsfesten Loch in den jeweiligen Quantenpunkten. Mit der hochempfindlichen optischen Spektroskopie ist es möglich, den Aufenthaltsort der Elektronen in Abhängigkeit des elektrischen Feldes zu studieren.

Photonenstatistikmessungen zeigen, dass auch die Quantenpunktmoleküle sehr gute Einzelphotonenquellen sind. Man hat hier den zusätzlichen Vorteil, dass über eine von außen angelegte Spannung, eine in der Wellenlänge abstimmbare Einzelphotonenlichtquelle verwirklicht werden kann.

Darüber hinaus erhält man mit Hilfe von zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen Aufschluss über die Dynamik des Ladungsträgertransfers zwischen den benachbarten Quantenpunkten. Im Falle des ungekoppelten Systems (**06c**, Abb. ganz links bzw. rechts) beobachtet man nach einem anfänglichen Plateau bei der exzitonischen Rekombination monoexponentielle Zerfälle für die Exzitonen (~ 1 ns) und Bi-Exzitonen (~ 500 ps) in Übereinstimmung mit den Werten für strahlende Zerfallskaskaden an einzelnen Quantenpunkten (s.o.).

Im Kopplungsfall (**06c**, mittlere Abb.)hingegen beobachtet man bei nicht-resonanter Anregung in die Barriere einen biexponentiellen Zerfall. Eine Auswertung der Daten ergibt einen anfänglichen schnellen Zerfall (~ 100 ps) der hauptsächlich dem Tunnelprozess zugeordnet werden kann. Die zweite, längere Zerfallszeit (~ 900 ps) entspricht der strahlenden Rekombinationszeit in den einzelnen Quantenpunkten. Noch interessanter wäre es, den zeitlichen Zerfall nach resonanter Anregung eines der beiden Quantenpunkte zu studieren. Hierbei sollte man

die kohärenten Tunnelprozesse zwischen den Quantenpunkten in ihrer Dynamik studieren können. Diese Experimente stehen noch aus, und sind in naher Zukunft am Institut für Halbleiteroptik und Funktionelle Grenzflächen geplant.

J. Weis, S. M. Ulrich und P. Michler

DIE AUTOREN

Peter Michler

ist seit 2006 Leiter des neu gegründeten „Instituts für Halbleiteroptik und Funktionelle Grenzflächen" (IHFG, ehemals „Institut für Strahlenphysik" (IFS)) der Universität Stuttgart. Die Forschungsschwerpunkte des IHFG auf dem Gebiet der Halbleiteroptik umfassen die Untersuchung der quantenoptischen Eigenschaften von Halbleiter-Nanostrukturen (Quantenpunkte, Quantenpunktmoleküle), Kohärenzeigenschaften und Photonenstatistik von Mikrolasern sowie Resonator-Quantenelektrodynamik in Halbleitern. Weiterhin umfasst der Bereich Epitaxie die Herstellung und Charakterisierung vom Gruppe-III-V (Arsenide, Phosphide, Nitride) Halbleiter-Quantenpunkt- sowie Quantentrog-Strukturen und Mikrolasern (VCSELs) mittels MOVPE.

Sven Marcus Ulrich

studierte Physik an der Universität Bremen, wo er 2001 sein Diplom mit einer Arbeit zum Thema „Optische Spektroskopie der Donator-Akzeptor-Paarrekombination in GaN:Mg" ablegte. Nach einem Wechsel an die Universität Stuttgart (2003) als wissenschaftlicher Mitarbeiter promovierte er 2006 mit dem Thema „Non-classical and stimulated photon emission processes from self-assembled semiconductor quantum dots". Zu seinen aktuellen Forschungsgebieten als Post-Doc am Institut für Halbleiteroptik und Funktionelle Grenzflächen zählen die Erzeugung nichtklassischer und verschränkter Lichtzustände mittels einzelner Quantenpunkte und die Untersuchung der spontanen strahlenden Rekombination sowie stimulierten Emission (Lasing) von Quantenpunkten in Mikroresonatoren.

Kontakt

Institut für Halbleiteroptik und Funktionelle Grenzflächen, Universität Stuttgart
Allmandring 3, 70569 Stuttgart, Tel.: 0711/685-63871, Fax: 0711/685-63866
E-Mail: sekr@ihfg.uni-stuttgart.de, Internet: www.ihfg.uni-stuttgart.de

Jürgen Weis

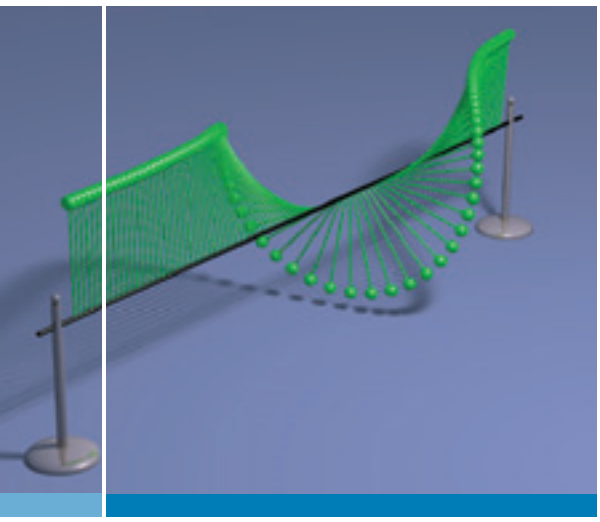
studierte Physik an der Universität Ulm, fertigte seine Promotionsarbeit am Max-Planck-Institut für Festkörperforschung (MPI-FKF) an und promovierte 1994 an der Universität Stuttgart. Nach einem Forschungsaufenthalt bei AT&T Bell Labs ist er seit 1996 wissenschaftlicher Mitarbeiter am MPI-FKF in der Abteilung von Prof. K. von Klitzing. Nach Habilitation im Jahre 2002 ist er seit 2006 außerplanmäßiger Professor an der Universität Stuttgart. Er beschäftigt sich mit elektrischen Eigenschaften niederdimensionaler Elektronensysteme sowie der Rastersondenmikroskopie solcher Systeme bei tiefsten Temperaturen und hohen Magnetfeldern.

Kontakt

Max-Planck-Institut für Festkörperforschung
Heisenbergstraße 1, 70569 Stuttgart, Tel.: 0711/689-1329
E-Mail: j.weis@fkf.mpg.de, Internet: www.fkf.mpg.de/klitzing

Fraktionale Flussquanten

Steuerbare „Atome" im Supraleiter



In Supraleitern existieren spezielle Wirbel, die einen quantisierten magnetischen Fluss tragen. Diese Flussquanten bestimmen maßgeblich das Verhalten von Supraleitern, etwa bei der Frage, wie viel Strom ein supraleitender Draht tragen kann, ohne einen elektrischen Widerstand zu erzeugen. In den letzten Jahren hat man gelernt, diese Flussquanten gezielt zu manipulieren und zur Erzeugung maßgeschneiderter Eigenschaften einzusetzen. Darüber hinaus gelang es, Flussquanten in kontrollierter Form zu „teilen" und damit völlig neuartige Objekte herzustellen. Diese fraktionalen Flussquanten lassen sich in gewisser Weise als „Atome" auffassen, deren Eigenschaften durch elektrische Ströme hochgradig steuerbar sind. Ganzzahlige wie auch fraktionale Flussquanten bilden einen idealen Baukasten, um neuartige Formen von Quantenmaterie gezielt aufzubauen und zu kontrollieren. Im nachfolgenden Beitrag führen wir in die Welt der Flussquanten ein und beschreiben an Hand ausgewählter Beispiele, wofür sich diese Quanten nutzen lassen.

1. Supraleiter, Flussquanten, Josephsonkontakte

„Magnetischer Fluss" ist eine Größe, die Studierenden der Physik spätestens im 2. Semester nahe gelegt wird. Wenn ein Magnetfeld B eine Fläche F senkrecht durchdringt, so ist der magnetische Fluss Φ gerade das Produkt $B{\cdot}F$. Falls das Feld „schief" zur Fläche steht, ist nur dessen senkrechter Anteil zu berücksichtigen. Die Größe Φ spielt beispielsweise bei der Faradayschen Induktion eine große Rolle. Wenn sich der magnetische Fluss durch eine Leiterschleife zeitlich ändert, so entsteht über der Schleife ein Spannungsabfall, der zur zeitlichen Änderung von Φ proportional ist.

Im Supraleiter[1] spielt der Begriff magnetischer Fluss eine zentrale Rolle. Wird an einen so genannten Typ-II-Supraleiter ein allmählich anwachsendes Magnetfeld angelegt, so schirmt dieser zunächst das Feld vollständig ab. Oberhalb einer gewissen Mindeststärke dringt das Feld aber in den Supraleiter ein und wird dort in feine Schläuche gebündelt. Der magnetische Fluss durch ein Bündel hat immer den gleichen Wert $\Phi_0 = 2.07{\cdot}10^{-15}$ Tesla·m^2. Dies ist das Flussquant, dessen Wert sich als Quotient des Planck'schen Wirkungsquan-

[1] *Für eine Einführung in die Supraleitung siehe z.B. W. Buckel, R. Kleiner, „Supraleitung – Grundlagen und Anwendungen", 6. Auflage, Wiley-VCH (2004)*

tums *h* und der doppelten Elementarladung *2e* ergibt. Der typische Durchmesser eines Flussschlauches liegt bei ca. 0.3 Mikrometer; es handelt sich also um sehr kleine Objekte. Mit der Technik der so genannten Bitterdekoration gelang es U. Eßmann und H. Träuble vom Max Planck Institut für Metallforschung in Stuttgart 1967 erstmals, Flussquanten abzubilden. **01** zeigt eine ihrer Aufnahmen in einer Legierung aus Blei und Indium.

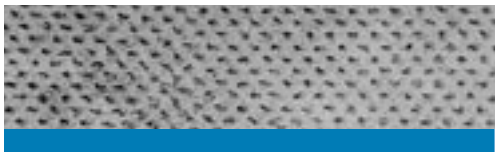
Der Grund für die Portionierung des magnetischen Flusses in einzelne Quanten liegt in der speziellen Wellennatur der Elektronen im supraleitenden Zustand. Nach den Gesetzen der Quantenmechanik kann einem sich bewegenden Elektron ein Wellenzug zugeordnet werden, der sich mit dem Elektron bewegt und eine Wellenlänge (der Abstand zwischen zwei „Wellenbergen") hat, die von der Masse und der Geschwindigkeit des Elektrons abhängen. Wenn sich viele Elektronen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten in unterschiedliche Richtungen bewegen, bleibt von dieser Welleneigenschaft allerdings wenig übrig. Man erhält eine „inkohärente" Überlagerung aller Wellen, ganz analog zum Fall von Photonen, die aus einer Glühbirne austreten. Dies ändert sich – im Fall von Photonen – wenn man von der Glühbirne zum Laser übergeht. Dort treten alle Lichtwellen in nahezu der gleichen Richtung mit nahezu gleicher Wellenlänge aus. Man erhält eine „kohärente" Überlagerung und damit einen Zustand, in dem alle Photonen eine gleichsam makroskopische Welle ausbilden. Im Supraleiter bilden Paare von Elektronen zusammen einen analogen Zustand aus. Obgleich sich alle einzelnen Elektronen unterschiedlich verhalten, bewegen sich Paare von Elektronen jeweils so, dass deren Schwerpunktsbewegung eine „makroskopische Materiewelle" oder „makroskopische Wellenfunktion" formt, die wohl definierte Welleneigenschaften wie Wellenlänge oder Phase hat. Diese makroskopische Welle lässt sich durch kleine Störungen nicht aufhalten und führt beispielsweise dazu, dass Supraleiter elektrischen Strom ohne Widerstand tragen können.

Betrachtet man einen (homogenen) supraleitenden Ring, so muss sich die makroskopische Materiewelle um den Ring schließen, vgl. **02** (links). Nach einem Umlauf muss Wellenberg auf Wellenberg treffen und damit muss der um den Ring laufende Wellenzug ein ganzzahliges Vielfaches einer Wellenlänge besitzen (die Phase der Wellenfunktion muss sich bei einem Umlauf um den Ring um ein ganzzahliges Vielfaches von 2π ändern). Im Unterschied zu Photonen sind Elektronen aber geladen und reagieren auf äußere Magnetfelder. Es zeigt sich, dass sich die Wellenlänge der Elektronen durch angelegte Magnetfelder ändern lässt. Wenn der Ring von einem Magnetfeld durchsetzt wird, führt die Bedingung an die Phase der Materiewelle dazu, dass der magnetische Fluss in ganzzahligen Vielfachen von Φ_0 portioniert sein muss. Ganz analog erhält man im Typ-II-Supraleiter eine Aufteilung des magnetischen Flusses in einzelne Quanten Φ_0 – dieser Supraleiter erzeugt im Magnetfeld so viele Flussquanten, wie er kann.

Bevor wie uns „fraktionalen Flussquanten" zuwenden, müssen wir noch eine weitere Anordnung (ein Josephsonkontakt) einführen, die aus zwei supraleitenden Schichten besteht, die durch eine nichtsupraleitende Zwischenschicht getrennt sind. Die Zwischenschicht ist dabei nur wenige Nanometer dick; das gesamte Sandwich hat eine Kantenlänge im Bereich weniger Mikrometer. Nach den Gesetzen der klassischen Physik sollte es unmöglich sein, dass ein Suprastrom über die Zwischenschicht fließen kann. Falls diese isolierend ist, sollte es ebenso unmöglich sein, einen „normalen" Strom von Elektronen über die Zwischenschicht zu erhalten. Die Quantenmechanik erlaubt aber, dass die entsprechenden Wellenzüge ein Stück weit in die Zwischenschicht hineinreichen, so dass Elektronen über diese „tunneln" können. Im Fall des Supraleiters erhält man einen schwachen Suprastrom, den so genannten Josephsonstrom. Er hat die besondere Eigenschaft, dass dessen Stärke zum Sinus der Differenz der Phasen der makroskopischen Wellenfunk-

SUMMARY

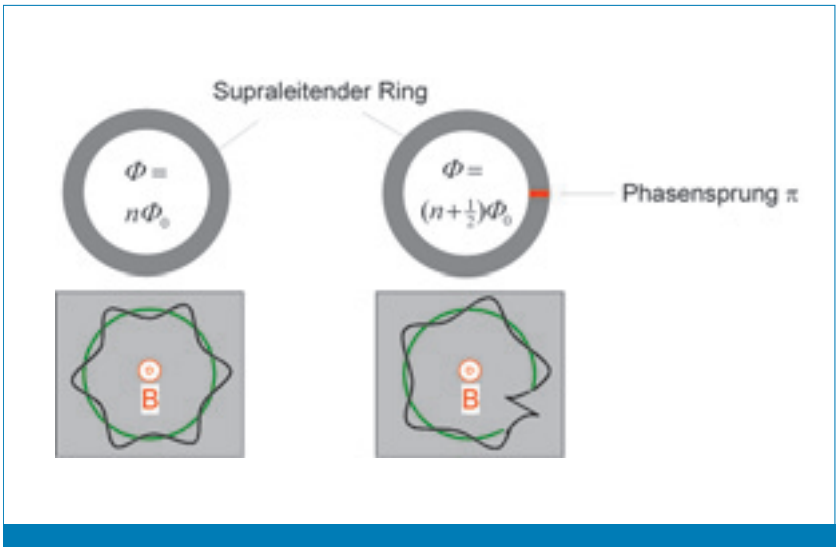
In superconductors special kinds of vortices can be created that carry a quantized magnetic flux. These flux quanta determine in many aspects the behavior of a superconductor, e. g. in the context of the capability of superconducting wires to carry a supercurrent without producing electrical resistance. Within the last years physicists have learned how to manipulate flux quanta in a controlled way and how to use them to create materials with tailored properties. In addition it became possible to "split" such vortices and thus to create completely new objects. These fractional vortices can be viewed as "atoms" that can be controlled to a high degree by electrical currents. Integer and fractional vortices form an ideal tool to build up and control new forms of quantum matter. In this article we will introduce the reader into the world of flux quanta and will show, using selected examples, what such quanta can be used for.



01

Abbildung magnetischer Flussquanten durch „Dekoration" mit Eisenkolloid (U. Eßmann, H. Träuble, 1967). An eine Blei-Indium-Legierung wurde bei einer Temperatur von 1.2 Kelvin ein Magnetfeld senkrecht zur Bildebene angelegt. Die Probe wurde im Magnetfeld mit kleinen Eisenkolloidpartikeln bestäubt, die sich an den Durchstoßpunkten der Flusslinien auf der Oberfläche des Supraleiters anlagern. Nach Aufwärmen wurde die Probe im Rasterelektronenmikroskop abgebildet. Der Abstand zwischen zwei benachbarten Flusslinien beträgt ca. 1 Mikrometer. Abbildung aus [1].

Image of magnetic flux quanta obtained by decoration with iron colloid (U. Eßmann, H. Träuble, 1967). A magnetic field perpendicular to the plane of view was applied to a lead/indium sample. The sample was subsequently decorated with small iron particles accumulating at the spots where the flux lines exit from the superconductor. After warming up, the sample was imaged in a scanning electron microscope. The distance between adjacent flux lines is about 1 micrometer. Image from [1].



02

Zur Flussquantisierung im supraleitenden Ring. Links: Homogener Ring, rechts: Ring mit eingebautem Phasensprung π. Oben: Geometrie des Rings und eingeschlossener magnetischer Fluss Φ; „n" steht für eine ganze Zahl. Unten: Verlauf der makroskopischen Wellenfunktion entlang eines gedachten kreisförmigen Wegs im Innern des Rings. „B" bezeichnet das angelegte Magnetfeld.

On the issue of flux quantization in a superconducting ring. Left graphs: homogeneous ring, right graphs: ring including a phase discontinuity of π. Upper graphs show the ring geometry and indicate the magnetic flux Φ enclosed in the ring; „n" indicates an integer number. Lower graphs indicate the macroscopic wave function oscillating around a circular path inside the ring. „B" indicates the applied magnetic field.

tionen in den beiden supraleitenden Schichten proportional ist (so ist die Phasendifferenz gerade 180° bzw. π, wenn einem Wellenberg in Schicht 1 ein Wellental in Schicht 2 gegenübersteht). Josephsonkontakte haben seit ihrer Entdeckung in den 1960er Jahren vielfältige Anwendungen gefunden, etwa bei der Realisierung von Spannungsstandards, als höchstempfindliche Magnetfeldsensoren zur Detektion von Gehirnströmen oder als aktive Elemente in supraleitenden Schaltkreisen.

2. Halbzahlige Flussquanten in supraleitenden Ringen

In unserem Zusammenhang spielen Josephsonkontakte eine große Rolle bei der Realisierung fraktionaler Flussquanten. Betrachten wir zunächst nochmals einen supraleitenden Ring. Wir hatten gesehen, dass die makroskopische Wellenfunktion eine ganze Zahl von Wellenlängen um den Ring herum haben muss; als Konsequenz musste der magnetische Fluss durch den Ring ein ganzzahliges Vielfaches des Flussquants Φ_0 betragen. Wir hatten dabei aber unterstellt, dass die Welle um den Ring herum keine Sprünge aufweist, der Ring mithin homogen supraleitend war. Baut man nun eine dünne Barriere in den Ring ein (d.h. man integriert einen Josephsonkontakt), so kann die Welle an der Barriere einen Phasensprung κ aufweisen. Betrachten wir einen Ring, in den ein „konventioneller" Josephsonkontakt mit einer isolierenden oder normal leitenden Barriere integriert ist. Das von außen angelegte Magnetfeld sei Null. Ohne Josephsonkontakt ist dann der einfachste Zustand der flussfreie Zustand, d.h. es befinden sich Null Flussquanten im Ring und es fließt kein Strom um den Ring. Bei „konventionellen" Josephsonkontakten ist ohne Strombelastung der Phasensprung an der Barriere Null; integriert man einen solchen Kontakt in den Ring, passiert nichts; der magnetische Fluss durch den Ring bleibt Null. Seit einigen Jahren kennt man aber Josephsonkontakte, die ohne Strombelastung einen Phasensprung von π aufweisen. Dies lässt sich z.B. durch Einfügen einer ferromagnetischen Barriere erreichen. Je nach Dicke dieser Barriere erhält man entweder „0-Kontakte", die ohne Strombelastung keinen Phasensprung zeigen, oder „π-Kontakte", bei denen die Wellenfunktion an der Barriere um 180° springt.

Integriert man einen π-Kontakt in den supraleitenden Ring (vgl. **02** rechts), so muss sich die Phase der Wellenfunktion bei einem Umlauf um den Ring nach wie vor um ein Vielfaches von 2π ändern. Jetzt ist aber „ein π" am Josephsonkontakt lokalisiert. Es entstehen spontane Ringströme, so dass sich die Phase der Wellenfunktion um ein ungeradzahliges Vielfaches von π um den Ring herum ändert. Als Konsequenz beträgt der magnetische Fluss durch den Ring ein ungeradzahliges Vielfaches des halben Flussquants; im einfachsten Fall trägt der Ring spontan einen magnetischen Fluss $\pm\Phi_0/2$.

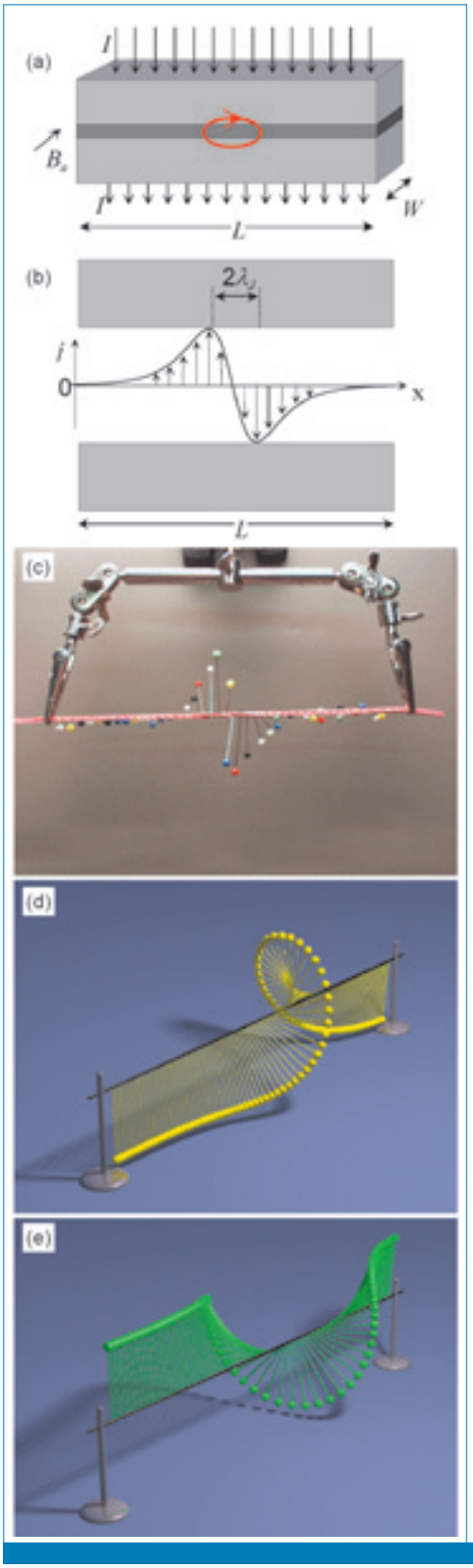
Besäße man eine Möglichkeit, im Ring einen beliebigen Phasensprung κ zu erzeugen, so kann der Ring einen Kreisstrom so aufbauen, dass die (kontinuierliche) Phasenänderung um den Ring $-\kappa$ beträgt – entsprechend einem magnetischen Fluss $(\kappa/2\pi)\,\Phi_0$. Alternativ kann die Phasenänderung um den Ring $2\pi-\kappa$ betragen. Man erhält einen magnetischen Fluss $(\kappa/2\pi-1)\,\Phi_0$. Für $\kappa\neq\pi$ existieren also zwei unterschiedliche Sorten fraktionaler Flussquanten (z. B. $-1/3\,\Phi_0$ und $+2/3\,\Phi_0$ für $\kappa = \pi/3$). Entsprechende Wirbel können bislang nicht in dem einfachen Ringsystem erzeugt werden, das hier dargestellt wurde. Wohl aber gelingt dies in „langen" Josephsonkontakten, wie im nächsten Abschnitt dargestellt wird.

Man sieht aber bereits in dem einfachen Beispiel des supraleitenden Ringes, dass sich fraktionale Flussquanten qualitativ von ganzzahligen Flussquanten unterscheiden: Im letzteren Fall ist $\Phi = 0\cdot\Phi_0$ die einfach-

ste Lösung; man erhält ein flussfreies System. Für $\kappa = \pi$ muss ein spontaner magnetischer Fluss $\pm\Phi_0/2$ erzeugt werden, wobei die Abschirmströme entsprechend der beiden Vorzeichen entweder im Uhrzeigersinn oder dagegen fließen. Es baut sich also spontan ein magnetischer Zustand auf. Die beiden Möglichkeiten $\pm\Phi_0/2$ können beispielsweise zur Speicherung binärer Information verwendet werden. Im Fall $\kappa \neq \pi$ bricht man zudem die Symmetrie zwischen rechtsdrehenden und linksdrehenden Ringströmen. Es entsteht ein System, das reichhaltige Physik aufweist und zudem – über die Wahl von κ – hochgradig steuerbar ist.

3. Flussquanten in langen Josephsonkontakten

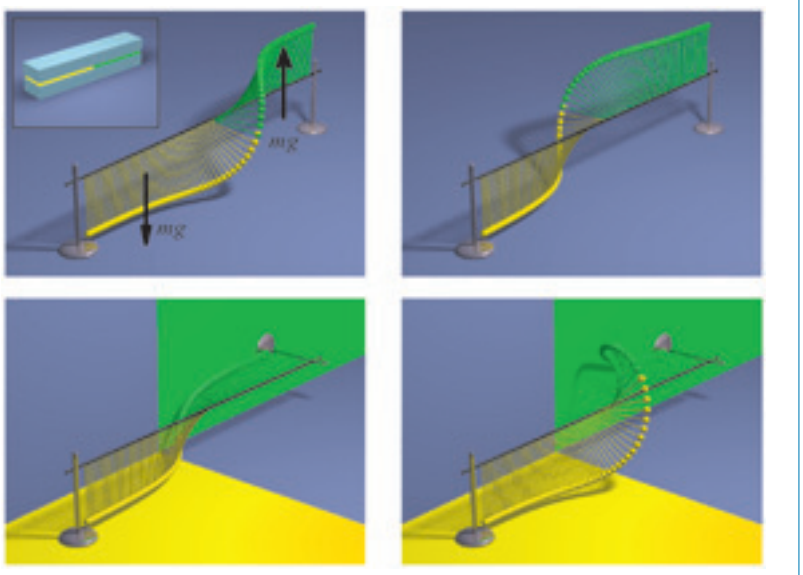
Kehren wir zurück zur Physik von Josephsonkontakten. Wir hatten bislang deren endliche Ausdehnung nicht beachtet. Wir nehmen nun an, die Schichten seien in einer Richtung sehr weit ausgedehnt, vgl. **03** (a). Dies ist die Geometrie des „langen" Josephsonkontakts, wobei wir zunächst einen 0-Kontakt betrachten. „Lang" ist dabei relativ zur so genannten Josephsonlänge λ_J zu verstehen, die ein Maß dafür ist, auf welcher Längenskala die Josephsonströme variieren. Die Josephsonlänge hängt von Materialkonstanten wie der maximalen Suprastromdichte über die Barrierenschicht ab und ist typischerweise von der Größenordung 10-20 Mikrometer. Wenn die Kontaktlänge L größer als ca. $4\lambda_J$ ist, können sich, etwa bei Anlegen eines Magnetfelds parallel zur Schichtstruktur, so genannte Josephson-Flusswirbel oder Josephson-Fluxonen ausbilden. Sie tragen wiederum ein ganzes Flussquant Φ_0. Die Achse der Wirbel liegt in der Barrierenschicht, die Ausdehnung der Fluxonen ist von der Größenordnung λ_J, solange diese ruhen. Josephson-Fluxonen können durch Anlegen eines Transportstroms über die Barriere in Bewegung gesetzt werden (dieser Strom übt eine Lorentz-Kraft auf die Wirbel aus). Die Dynamik der Wirbel bzw. des langen Josephsonkontakts generell wird durch die so genannte Sinus-Gordon-Gleichung bestimmt, die eine relativistische nichtlineare Wellengleichung darstellt. So verhalten sich Josephson-Fluxonen ähnlich wie relativistische Teilchen. Insbesondere existiert eine Grenzgeschwindigkeit, die typischerweise einige Prozent der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit beträgt. Die Physik von Fluxonen ist sehr reichhaltig und wird seit Jahren intensiv untersucht. Interessanterweise existiert ein



„Langer" Josephsonkontakt und Pendelmodell. (a) Geometrie eines langen Josephsonkontakts. Die supraleitenden Schichten sind hellgrau schattiert, die Barrierenschicht dunkelgrau. L bezeichnet die Länge des Kontakts, W dessen Breite. Ein eventuell angelegtes Magnetfeld ist mit B_a bezeichnet, ein Transportstrom über den Kontakt mit I. Die rote Ellipse stellt schematisch den Ringstrom um ein Fluxon dar. Abb. (b) zeigt die berechnete Suprastromdichte über die Barrierenschicht, Abb. (c) eine „Pendel"kette als Analogsystem. Man beachte, dass die Projektion der Stecknadelköpfe den gleichen Verlauf wie die in (b) gezeigte Suprastromdichte über die Barrierenschicht hat. In (d) ist diese Pendelkette nochmals als Computergraphik gezeigt. Abb. (e) zeigt zum Vergleich ein Fluxon in einem π-Kontakt.

"Long" Josephson junctions and chains of pendula: (a) geometry of a long Josephson junction. The superconducting layers are indicated in light grey, the barrier layer in dark grey. L denotes the length of the junction, W its width. A magnetic field eventually applied to the structure is denoted as B_a, a transport current across the junction with I. The red ellipse schematically indicates the circulating current around a fluxon. Graph (b) shows the calculated supercurrent density across the barrier layer and, for comparison, a chain of "pendula" acting as a mechanical analog of the Josephson junction (c). Note that the projection of the pin heads follows the same curve as the supercurrent density shown in (b). Graph (d) shows a computer graphic of the chain of pendula, graph (e) the corresponding picture for the case of a π junction.

mechanisches System – eine Kette von Pendeln, die an einem Gummiband befestigt sind und im Schwerefeld der Erde schwingen können – dessen Dynamik völlig analog zum langen Josephsonkontakt ist. Insbesondere entspricht einem Fluxon die Situation, dass eines der Pendelenden um 360° verdreht wurde, so dass ein Wirbel in der Kette entsteht, vgl. **03b**, **03c** und **03d**. Würde man anstelle eines langen 0-Kontakts einen langen π-Kontakt benutzen, so ändert sich an diesem Bild lediglich, dass alle Pendel nach oben weisen; man müsste die Pendelkette entsprechend einer negativen Schwerkraft aussetzen, vgl. **03e**.



04

Semifluxonen und κ-Wirbel im Pendelmodell. Oben: links- bzw. rechtsdrehendes Semifluxon, Fluss $\pm\Phi_0/2$. Die Pfeile deuten die jeweilige Richtung der Schwerkraft m·g (Masse· Erdbeschleunigung) in den 0- und π-Segmenten an. Unten: κ-Wirbel mit $\kappa = \pi/2$. Links: Direkter rechtsdrehender Wirbel, Fluss $-\Phi_0/4$, rechts: komplementärer linksdrehender Wirbel, Fluss $3\Phi_0/4$.

Semifluxons and κ vortices in the pendulum model. Top: Semifluxons rotating counterclockwise and clockwise. Arrows indicate the corresponding direction of the gravitational force m·g (mass times acceleration of gravity) in the 0 and π Segments. They carry a magnetic flux $\pm\Phi_0/2$. Bottom: κ vortices with $\kappa = \pi/2$. Left: direct vortex rotating clockwise carrying a magnetic flux $-\Phi_0/4$; right: complementary vortex rotating counterclockwise carrying a magnetic Flux $3\Phi_0/4$.

Was passiert, wenn ein langer Josephsonkontakt aus zwei Segmenten zusammengesetzt wird, von denen eines einen 0-Kontakt und das andere einen π-Kontakt darstellt (ein „0-π-Kontakt")? Betrachten wir dies zunächst im Bild der Pendelkette. Im 0-Teil der Kette weist die Schwerkraft nach unten, im π-Teil nach oben. Die Pendel vollführen eine halbe Rechts- oder auch Linksdrehung entlang der Kette, vgl. **04** oben. Es entsteht ein „halber" Wirbel, der an der Kontaktstelle der beiden Segmente fixiert ist. Im realen Josephsonkontakt entspricht dies der spontanen Ausbildung eines halbzahligen Flussquants – eines Semifluxons – an der 0-π-Grenze.

Hätte man einen 0-Kontakt mit einem κ-Kontakt verbunden (d.h. man führt einen Phasensprung κ ein, bei einem beliebigen Zahlenwert für κ), bilden sich entsprechend Flusswirbel an der Kontaktstelle aus, die analog zum Fall des supraleitenden Rings einen magnetischen Fluss von $(-\kappa/2\pi)\,\Phi_0$ bzw. $(1-\kappa/2\pi)\,\Phi_0$ tragen. Im Pendelmodell entspricht dies der Situation, dass die Schwerkraft im κ-Segment um einen Winkel κ zur Vertikalen verdreht ist, also z.B. für $\kappa = \pi/2$ parallel zur Erdoberfläche zeigt.

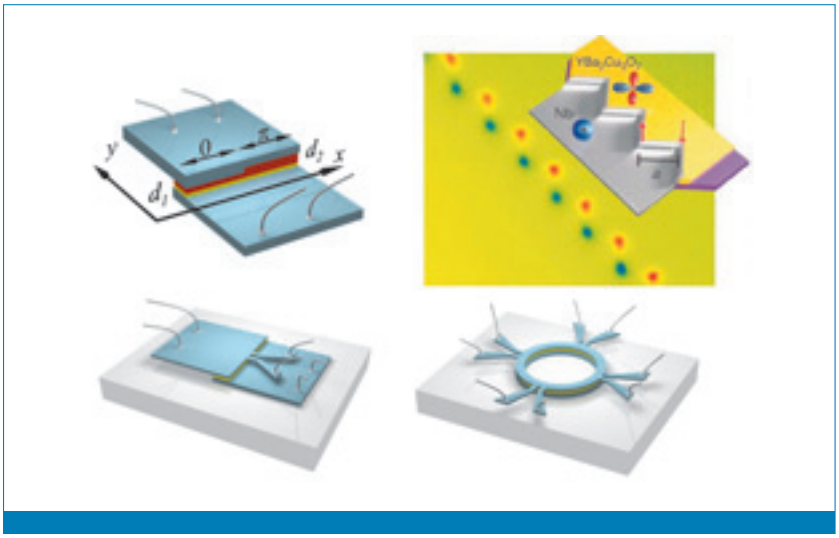
Man kann 0-π-Kontakte auf unterschiedliche Arten realisieren (siehe **05**). So lassen sich in den langen Josephsonkontakt ferromagnetische Barrieren unterschiedlicher Dicke einfügen, so dass ein Teil des Kontakts im 0-Zustand, der andere im π-Zustand ist. Ein Phasensprung von π tritt ebenfalls auf, wenn ein so genannter Hochtemperatursupraleiter (z.B. $YBa_2Cu_3O_7$) entlang einer Zickzack-Linie mit einem gewöhnlichen Supraleiter wie Niob verbunden wird (man nutzt hier die Tatsache, dass die Wellenfunktion des Hochtemperatursupraleiters bei einer Drehung um 90° ihr Vorzeichen wechselt). 0-κ-Kontakte lassen sich künstlich dadurch erzeugen, dass in eine der supraleitenden Schichten eines „gewöhnlichen" Josephsonkontakts an einer eng begrenzten Stelle ein Strom eingespeist und in unmittelbarer Nähe sofort wieder extrahiert wird. Zwischen den beiden Stromzuführungen (den Injektoren) bildet sich ein beliebiger Phasensprung aus, dessen Wert durch die Stärke des Injektorstroms gesteuert werden kann.

Mit den obigen Techniken lassen sich ebenfalls Geometrien erzeugen, bei denen viele Segmente 0-π-0-π-0... bei unterschiedlichster Geometrie zusammengeführt werden. Entsprechendes gilt für bzw. 0-κ-Segmente, wobei hier zusätzlich in jedem Segment der Wert von κ individuell eingestellt werden kann. Darüber hinaus kann man Anordnungen erzeugen, die mit den natürlichen 0-π-Kontakten nicht realisierbar sind (z.B. eine ungerade Anzahl solcher Übergänge in einem ringförmigen Josephsonkontakt).

4. „Klassische" Physik mit ganzzahligen und fraktionalen Flussquanten

Wir haben in den obigen Abschnitten unterschiedliche Arten magnetischer Flussquanten kennen gelernt. In supraleitenden Ringen ist der magnetische Fluss im Ring

fixiert, kann aber zwischen unterschiedlichen Polaritäten (rechtsdrehende bzw. linksdrehende Ströme) geschaltet werden. In gewöhnlichen Josephsonkontakten bewegen sich Fluxonen, die ein Flussquant tragen, frei entlang der Barrierenschicht. In 0-π- bzw. 0-κ-Kontakten können sich spontan fraktionale Flusswirbel ausbilden, die an den „Phasendiskontinuitäten" angeheftet sind. Im Gegensatz zu Flussquanten im Ring sind diese Wirbel aber nicht starr, sondern können um die Diskontinuitäten herum oszillieren. Fraktionale Flusswirbel können ebenfalls entlang einer Kette nah benachbarter Phasendiskontinuitäten „hüpfen". Zusätzlich können sich Fluxonen entlang der einzelnen Segmente frei bewegen und über die fraktionalen Flusswirbel hinweglaufen. Man erhält ein reichhaltiges System wechselwirkender „Teilchen", deren Wechselwirkung auf vielfältige Weise kontrollierbar ist.



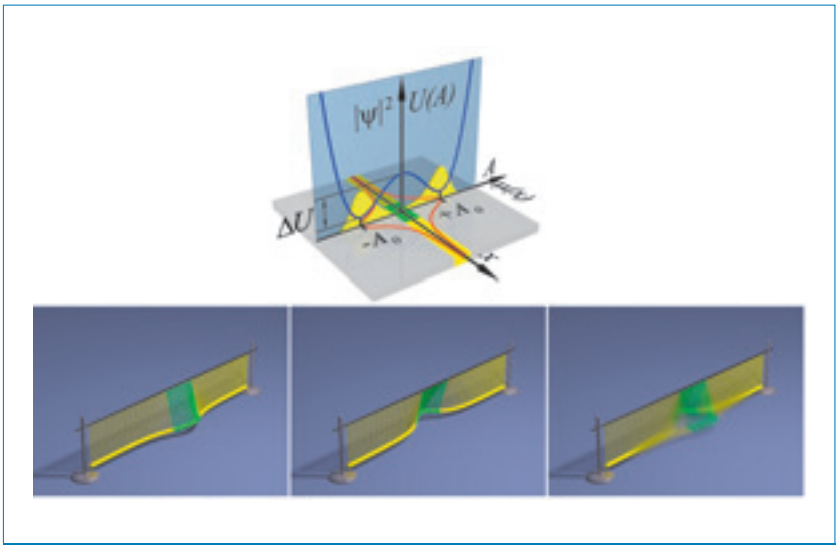
05

Realisierungen von 0-π- bzw. 0-κ-Kontakten. Oben links: Skizze eines Niob-Kontakts mit ferromagnetischer Kupfer-Nickel-Barriere; die Barrierendicke ist im 0- bzw. π-Bereich unterschiedlich. Oben rechts: Niob-$YBa_2Cu_3O_7$-Zickzackkontakt mit Kantenlänge a = 25 µm [Abbildung aus H. Hilgenkamp, Ariando, H.-J. H. Smilde, D. H. A. Blank, G. Rijnders, H. Rogalla, J. R. Kirtley, C. C. Tsuei, Nature 422, 50 (2003)]; die blauen bzw. roten Scheibchen sind mittels SQUID-Mikroskopie aufgenommene Verteilungen des von den Semifluxonen produzierten Magnetfelds. Blau und rot bezeichnen unterschiedliche Feldrichtungen, d.h. es liegt eine Kette von Semifluxonen mit alternierender Polarität vor. Unten: Niobkontakte mit Injektorstrukturen. Links: Linearer Kontakt mit einem Injektor; rechts: ringförmiger Kontakt mit 4 Injektoren.

Realizations of 0-π- and 0-κ junctions. Top left: Sketch of a niobium junction with ferromagnetic copper-nickel barrier; the thickness of the barrier layer is different in the regions indicated with 0 and π. Top right: Niobium-$YBa_2Cu_3O_7$ zig zag junction with facet length a = 25 µm [Figure from H. Hilgenkamp, Ariando, H.-J. H. Smilde, D. H. A. Blank, G. Rijnders, H. Rogalla, J. R. Kirtley, C. C. Tsuei, Nature 422, 50 (2003)]; the blue and red spots are SQUID measurements of the magnetic fields produced by the semifluxons. Blue and red indicate different directions of the magnetic field showing that the semifluxons form a chain of vortices with alternating polarity. Bottom: Niobium junctions with injector structures. Bottom left: linear geometry with one injector; bottom right: annular geometry with 4 injectors.

Flussquanten sind für Grundlagenuntersuchungen von großem Interesse, haben aber auch eine Vielzahl von Anwendungen gefunden. Wir haben bereits erwähnt, dass sich supraleitende Ringe als Speicherelemente verwenden lassen. Solche Speicher sind beispielsweise Bestandteile der so genannten „Rapid Single Flux Quantum Logic" – kurz RSFQ-Logik. Hier werden logische Operationen mit Hilfe einzelner Flussquanten durchgeführt. Eine an einem binären Bauelement (einem Gatter) in schneller Folge eintreffende Folge von Flussquanten gibt den Takt vor, in dem logische Operationen durchgeführt werden. Trifft während eines Takts ein weiteres Flussquant am Gatter ein, entspricht dies der logischen „1", ansonsten erhält man die „0". Flussquanten können mit Frequenzen von mehreren 100 GHz verarbeitet werden, sind also deutlich schneller und verbrauchen überdies erheblich weniger Leistung als derzeitige Silizium-Transistoren. Fluxonen, die sich durch lange Josephsonkontakte bewegen, werden auch als durchstimmbare Oszillatoren für Frequenzen bis über 700 GHz verwendet. Hierbei läuft eine Kette von Fluxonen entlang der Barrierenschicht und regt dabei elektromagnetische Wellen im Josephsonkontakt an. Die Geschwindigkeit der Fluxonen lässt sich durch den am Josephsonkontakt angelegten Strom steuern, deren Dichte durch ein angelegtes Magnetfeld. Man hat ebenfalls gelernt, „Ratschen" aus langen Josephsonkontakten herzustellen. Hierbei bewegen sich Fluxonen unter dem Einfluss eines hochfrequenten Wechselstromes, laufen aber trotz dieses periodischen Antriebs nur in eine Richtung. Dies hat zur Folge, dass hochfrequente Signale gleichgerichtet und leicht weiterverarbeitet werden können.

Die obigen Beispiele bezogen sich auf ganzzahlige Flussquanten. Fraktionale Flusswirbel eröffnen eine Reihe zusätzlicher Möglichkeiten. Wir hatten bereits erwähnt, dass in supraleitenden Ringen, die einen π-Kontakt enthalten, halbzahlige Flussquanten positiver oder negativer Polarität



06

Ein Paar nahe benachbarter Semifluxonen wechselt seine Polarität in einer vereinfachten Beschreibung, die davon ausgeht dass die Form des Phasenverlaufs sich beim Umklappprozess nicht ändert. Die mit x bezeichnete Koordinate führt entlang der Barrierenschicht eines langen Josephsonkontakts, der ein π-Segment (grün) zwischen zwei 0-Segmenten enthält. An den beiden Phasendiskontinuitäten (Grenzen zwischen gelben und grünen Segmenten) bildet sich ein Paar nahe benachbarter Semifluxonen aus, das sich klassisch in einem der beiden Zustände $|\uparrow\downarrow\rangle$ bzw. $|\uparrow\downarrow\rangle$ befindet. Die zugehörigen Verläufe der Phasendifferenz entlang des Josephsonkontakts ist als $\mu(x)$ bezeichnet und im Graphen rot dargestellt. Die Phasendifferenz $\mu(x)$ nimmt maximal die Werte $\pm A_0$ an. Betrachtet man A als dynamische Variable, lassen sich potenzielle und kinetische Energie des Semifluxon-Paars für beliebiges A berechnen und daraus eine Schrödingergleichung für die quantenmechanische Rechnung aufstellen. Die mit U(A) bezeichnete Koordinate gibt den Verlauf der potenziellen Energie U als Funktion von A an, vgl. blaue Linie. Man erhält ein Doppelmuldenpotenzial, dessen klassische Lösung die Werte $\pm A_0$ entsprechend der Potenzialminima liefert. Die quantenmechanische Beschreibung liefert die Wellenfunktion Ψ, deren Betragsquadrat die Wahrscheinlichkeit angibt, einen bestimmten Wert von A zu finden. Die weitere Analyse erlaubt es, die Bedingungen festzulegen, unter denen der Effekt beobachtet werden kann. Man findet beispielsweise, dass die Messtemperaturen deutlich unterhalb von 100 Millikelvin liegen sollten. Der Abstand der beiden Semifluxonen sollte im Bereich einiger Mikrometer liegen. Unter diesen Bedingungen, die experimentell realisierbar sind, erwartet man quantenmechanische Überlagerungen der Zustände $|\uparrow\downarrow\rangle$ und $|\uparrow\downarrow\rangle$. Die unteren Graphen zeigen, wie sich die Situation im Pendelmodell darstellt. Links: Zustand $|\uparrow\downarrow\rangle$, Mitte: Zustand $|\uparrow\downarrow\rangle$; rechts: Überlagerung der beiden Zustände.

A pair of nearby semifluxons changes its polarity in a simplified description assuming that the shape of the phase distribution along the barrier does not change during the umklapp process. The coordinate denoted x follows the barrier layer of the long Josephson junction containing a π segment (indicated in green color) in between two 0 segments (indicated in yellow color). At the phase discontinuities (boundaries between yellow and green segments) a pair of semifluxons forms which classically is in one of the states $|\uparrow\downarrow\rangle$ or $|\uparrow\downarrow\rangle$. The phase difference along the Josephson junction is denoted as $\mu(x)$ and is shown in the graph by the red curve. The phase difference $\mu(x)$ obtains maximum values $\pm A_0$. If one considers A as a dynamic variable the potential and kinetic energy of the semifluxon pair can be calculated for arbitrary values of A. From here a Schrödinger equation can be obtained for quantum mechanical calculations. The coordinate denoted with U(A) shows the dependence of the potential energy U as a function of A, cf. blue line. One obtains a double well potential having classical solutions at the $\pm A_0$ potential minima. The quantum mechanical description yields the wave function Ψ, the modulus squared of which denoting the probability to find a certain value of A. Further analysis allows to determine the conditions required to observe the effect. For example one finds that the temperature should be well below 100 millikelvins; the distance between the semifluxons should be some micrometers. Under these conditions which can be realized experimentally one expects quantum mechanical superpositions of the states $|\uparrow\downarrow\rangle$ and $|\uparrow\downarrow\rangle$. The lower graphs illustrate how the situation appears in the pendulum mode. Left: state $|\uparrow\downarrow\rangle$, middle: state $|\uparrow\downarrow\rangle$; right: superposition of the two states.

spontan entstehen. Die Speicherung binärer Information wird dadurch erheblich vereinfacht. In supraleitenden Ringen, die ganzzahlige Flussquanten enthalten, werden spezielle Steuerströme benötigt, die Zustände wie 1 Flussquant – kein Flussquant stabilisieren. Bei π-Ringen entfallen diese Ströme, digitale Schaltkreise werden stark vereinfacht.

Semifluxonen bzw. κ-Wirbel in langen Josephsonkontakten sind sehr neuartige Objekte, deren Potenzial sich erst langsam abzeichnet. So könnten sich mit Semifluxonen vorteilhaft Hochfrequenzoszillatoren realisieren lassen, die – dadurch, dass diese Wirbel an der Phasendiskontinuität fixiert sind – stabiler als herkömmliche Fluxonoszillatoren arbeiten.

Es besteht Grund zur Annahme, dass sich Ketten von vielen κ-Wirbeln als hochgradig kontrollierbare „plasmonische Kristalle" verwenden lassen. In diesen Anordnungen können sich elektromagnetische Wellen (bei Frequenzen im Mikrowellenbereich) nur ausbreiten, wenn deren Frequenz in gewissen Bändern liegt. Man kann die plasmonischen Kristalle etwa als Filter einsetzen, die nur ausgewählte Frequenzen an einen Empfänger durchlassen. Im vorliegenden Fall sind diese Frequenzen überdies sehr schnell (auf Skalen von einigen 10 Pikosekunden) über weite Frequenzbereiche steuerbar. Zur Erklärung des Effekts sei zunächst angemerkt, dass sich in einem flusswirbelfreien langen Josephsonkontakt elektromagnetische Wellen entlang der Barrierenschicht frei ausbreiten können, sofern deren Frequenz einen gewissen Mindestwert (typischerweise zwischen 10 GHz und 100 GHz) überschreitet. Bringt man in den Kontakt einen κ-Wirbel ein, so erhält man innerhalb dieser Frequenzlücke eine scharf definierte und über den Wert von κ steuerbare Frequenz, bei der der κ-Wirbel oszillieren und an elektromagnetische Wellen ankoppeln kann. Erzeugt man eine ganze Kette von κ-Wirbeln im Kontakt, so wird aus dieser scharfen Frequenz ein Frequenzband, das die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen erlaubt. Es entstehen überdies weitere Frequenzlücken, in denen keine Frequenzausbreitung möglich ist. Sowohl die Größe der Lücken als auch die erlaubten Frequenzbänder lassen sich in Größe und Lage über den Wert von κ und zusätzlich durch einen über den Kontakt fließenden Strom sehr schnell steuern.

5. Schrödingers Kätzchen – Quantenphysik mit Flussquanten

Für die bisherigen Überlegungen hatten wir die Quantenmechanik benötigt, um die Existenz quantisierter Flusswirbel zu verstehen. Deren Dynamik lässt sich anschließend aber im wesentlichen „klassisch", d.h. z.B. in Analogie zur Pendelkette verstehen. Was passiert, wenn man aber Flusswirbel als „Teilchen" auffasst und fragt, ob diese ihrerseits den Gesetzen der Quantenmechanik folgen? Quantenteilchen können beispielsweise in einer Überlagerung sich klassisch ausschließender Zustände auftreten. So kann der Eigendrehimpuls (Spin) eines Elektrons die Werte $+\hbar/2$ und $-\hbar/2$ annehmen. Die Quantenmechanik erlaubt aber ebenfalls die Überlagerung dieser beiden Zustände; das Elektron ist dann gleichzeitig in den beiden, sich eigentlich ausschließenden Zuständen. Erst wenn der Spin des Elektrons gemessen wird, erhält man die beiden Zustände $+\hbar/2$ oder $-\hbar/2$ zurück. Diese Eigenschaft hat Schrödinger in einem Gedankenexperiment überspitzt und auf makroskopische Objekte – in diesem Fall eine Katze – übertragen. Im Gedankenexperiment wird eine Katze in einen Kasten gesperrt, in der sich ein Mechanismus befindet, der mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit zufällig ausgelöst wird und dann die Katze tötet. Öffnet man den Kasten, so wird man die Katze entweder tot oder lebendig vorfinden. Nach den Gesetzen der klassischen Physik ist die Katze auch vor dem Öffnen des Kastens entweder tot oder lebendig; man weiß lediglich nicht genau, welcher der beiden „Zustände" vorliegt. Beschreibt man aber den Zustand der Katze im Kasten quantenmechanisch, so findet man die Katze in einer seltsamen Überlagerung „tot + lebendig", die im Rahmen der klassischen Physik nicht nachvollziehbar ist.

Kehren wir jetzt zu Flussquanten zurück. In Josephsonkontakten oder in supraleitenden Ringen sind die Flussquanten immerhin einige Mikrometer groß und damit im Prinzip mit bloßem Auge sichtbar. Die Wirbel werden durch Ringströme verursacht, an denen eine Vielzahl von Elektronen beteiligt sind. Zwar sind dies immer noch erheblich weniger Elektronen, als in Schrödingers Katze vorhanden sind, dennoch blicken wir hier auf eine Zahl, die eher der klassischen Welt als der Quantenwelt zuzuordnen ist. Sind die sonderbaren Auswirkungen der Quantenmechanik nach wie vor vorhanden? Die Antwort ist ja. Man hat gezeigt, dass in supraleitenden Ringen eine Überlagerung rechtsdrehender und linksdrehender Ströme möglich ist. Man versucht, mit solchen Zuständen so genannte „Quantenbits" oder kurz „Qubits" zu realisieren, die der Ausgangspunkt eines zukünftigen Quantencomputers sein könnten. Mit langen Josephsonkontakten konnte gezeigt werden, dass Fluxonen eine „verbotene Zone" – einen Potenzialwall – entsprechend der Gesetze der Quantenmechanik durchtunneln können.

Uns interessiert insbesondere, wie sich fraktionale Flusswirbel in der Quantenwelt verhalten. So kann man ein Paar von antiparallel ausgerichteten Semifluxonen betrachten. Wir gehen aus von einem Zustand „erster Wirbel linksdrehend, zweiter Wirbel rechtsdrehend", oder in Kurznotation: $|\uparrow\downarrow\rangle$, wobei der erste Pfeil für das (linksdrehende) erste Semifluxon, der zweite Pfeil für das (rechtsdrehende) zweite Semifluxon steht (die Pfeilrichtung kann man als die Richtung des vom Ringstrom erzeugten Magnetfelds interpretieren). Man kann nun beispielsweise den Prozess betrachten, in dem das Paar vom Zustand $|\uparrow\downarrow\rangle$ in den Zustand $|\uparrow\downarrow\rangle$ übergeht und diesen quantenmechanisch beschreiben, vgl. **06**. Der Prozess sieht sehr einfach aus. Die Berechnung ist aber relativ aufwändig, da hier die endliche Ausdehnung der Semifluxonen und eventuelle Verformungen mit berücksichtigt werden müssen (auch experimentell geht man – wie bei der Realisierung supraleitender Quantenbits insgesamt – oft an die Grenzen[2]). Im zweiten Schritt kann man fragen, ob sich eine quantenmechanische Überlagerung der Zustände $|\uparrow\downarrow\rangle$ und $|\uparrow\downarrow\rangle$ realisieren lässt. Falls dies gelingt, ergibt sich eine hervorragende Möglichkeit, die Quantenphysik dieser „Schrödingerkätzchen" zu untersuchen und vielleicht nutzbringend einzusetzen. Dasselbe gilt entsprechend für komplexere Systeme, etwa die bereits oben erwähnte Anordnung einer Kette vieler κ-Wirbel oder auch Anordnungen von „Molekülen", die aus einer gewissen Zahl von κ-Wirbeln zusammen mit zwischen diesen Wirbeln gefangenen ganzzahligen Fluxonen bestehen. In diesem Sinne hat man mit κ-Wir-

[2]Man muss die Messungen bei ultratiefen Temperaturen im Millikelvin-Bereich durchführen; jegliche Störungen aus der Umgebung, wie etwa elektromagnetische Störsignale oder mechanische Vibrationen müssen nahezu vollständig abgeschirmt werden. Dennoch gelingt es, entsprechende Experimente zuverlässig zu betreiben.

DIE AUTOREN

Edward Goldobin[1]

(2.v.r.) hat 1997 in Moskau promoviert. Nach Aufenthalten am Forschungszentum Jülich bzw. als Senior Scientist bei der Oxxel GmbH (Bremen) ist er seit 2002 als wissenschaflicher Assistent am Physikalischen Institut der Universität Tübingen bei Prof. R. Kleiner und Prof. D. Kölle tätig.

Reinhold Kleiner[1]

(3.v.l.) hat 1992 bei Prof. K. Andres am Walther-Meissner Institut in Garching promoviert. Nach einem Aufenthalt an der University of California in Berkeley (Prof. John Clarke) hat er sich 1997 in Erlangen auf dem Gebiet der Supraleitung habilitiert und wurde 2000 nach Tübingen berufen. Seitdem leitet er die Arbeitsgruppe Experimentalphysik II am Physikalischen Institut. Seine Arbeitsgebiete sind supraleitende und magnetische Schichtstrukturen.

Dieter Kölle[1]

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

Wolfgang Schleich[2]

(2.v.l.) studierte Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität München und promovierte dort 1984 bei Prof. M.O. Scully. Während seiner Doktorarbeit war er an der University of New Mexico (Albuquerque). Er war Post-Doc bei Prof. J. A. Wheeler (University of Texas at Austin) und Prof. H. Walther (Max Planck Institut für Quantenoptik). Seit 1991 hat er den Lehrstuhl für Quantenphysik an der Universität Ulm inne. Seine Forschungsinteressen reichen von der Verbindung zwischen Zahlentheorie und Quantenmechanik über die Physik der kalten Atome bis hin zur Allgemeinen Relativitätstheorie.

Karl Vogel[2]

(3.v.r) hat 1989 an der Universität Ulm bei Prof. H. Risken promoviert. Seit 1991 arbeitet er am Insitut für Quantenphysik bei Prof. W. Schleich auf dem Gebiet der theoretischen Quantenoptik.

Reinhold Walser[2]

(1.v.r.) hat 1995 bei Prof. P. Zoller an der Universität Innsbruck promoviert. Nach einem Post-Doc Aufenthalt in Boulder Colorado (JILA/ Universität Boulder Colorado) und einem weiteren von der Österreichischen Akademie der Wissenschaften geförderten Forschungsaufenthalt in Boulder, hat er an der Universität Ulm die Habilitation erlangt, wo er seit 2003 am Institut für Quantenphysik bei Prof. W. Schleich arbeitet.

Kontakt

[1] *Physikalisches Institut & Center of Collective Quantum Phenomena, Universität Tübingen*
Auf der Morgenstelle 14, 72076 Tübingen, Tel.: 07071/29-76273, Fax: 07071/29-5406
E-Mail: reinhold.kleiner@uni-tuebingen.de

[2] *Institut für Quantenphysik, Universität Ulm*
Albert-Einstein-Allee 11, 89069 Ulm, Tel.: 0731/50-23080, Fax: 0731/50-23086
E-Mail: Wolfgang.Schleich@uni-ulm.de

beln und Fluxonen einen Baukasten zur Verfügung, um neuartige Formen von Quantenmaterie herzustellen und zu kontrollieren. Die damit verbundenen Fragestellungen werden im Teilprojekt A5 des Transregio 21 „Control of Quantum Correlations in Tailored Matter" untersucht.

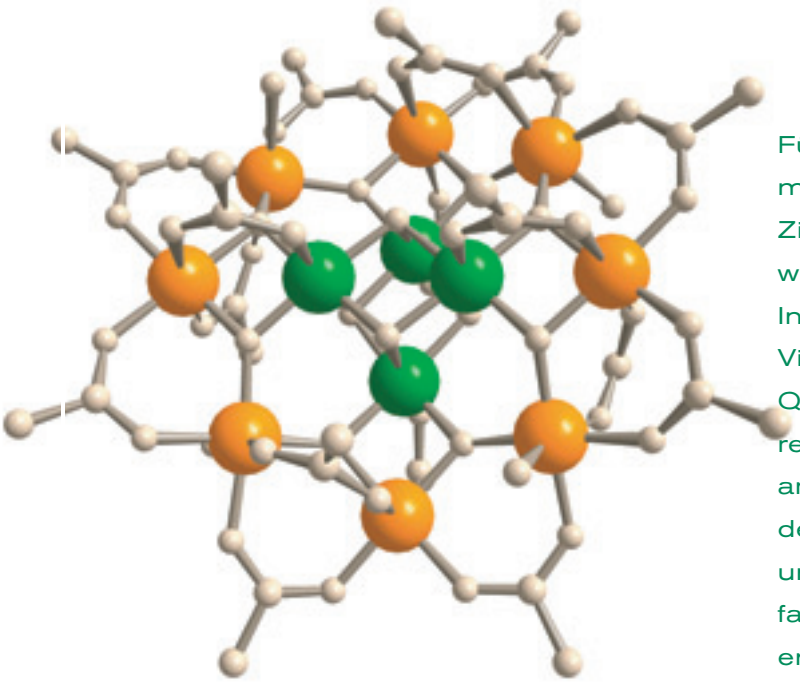
6. Ausblick

Die Physik fraktionaler Flusswirbel verspricht, sehr reichhaltig zu werden. Man kann in den nächsten Jahren eine Vielzahl interessanter Ergebnisse erwarten. Bereits jetzt ist aber abzusehen, dass die Grenzen an Vielfältigkeit noch nicht erreicht sind. So erwartet man, dass sich in einem Josephsonkontakt, der aus in rascher Folge abwechselnden Segmenten 0-π-0-π-0-π... besteht, frei bewegliche Flusswirbelpaare entstehen, die fraktionalen Fluss tragen und paarweise den Gesamtfluss Φ_0 besitzen. Eine faszinierende Perspektive besteht darin, fraktionale Wirbel in Bose-Einstein-Kondensaten zu erzeugen. Wenn dies gelingt, wäre eine weitere Brücke zwischen der Physik kalter Gase und der Festkörperphysik geschaffen. •

E. Goldobin, R. Kleiner, D. Kölle, W. Schleich, K. Vogel, R. Walser

ANZEIGE

Molekulare Magnete



Für die Speicherung von Information sind magnetische Datenträger unübertroffen. Ziel ist, dass jedes Molekül ein Bit trägt, was eine vieltausendfache Steigerung der Informationsdichte bedeuten würde. Vielleicht kann man eines Tages auch Quantencomputer mit Hilfe von molekularen Magneten bauen. In enger Zusammenarbeit von Chemikern und Physikern werden geeignete Moleküle entworfen und untersucht. Hierbei findet man immer neue faszinierende Eigenschaften, die ein enormes Potenzial erkennen lassen.

1. Magnetische Speicher

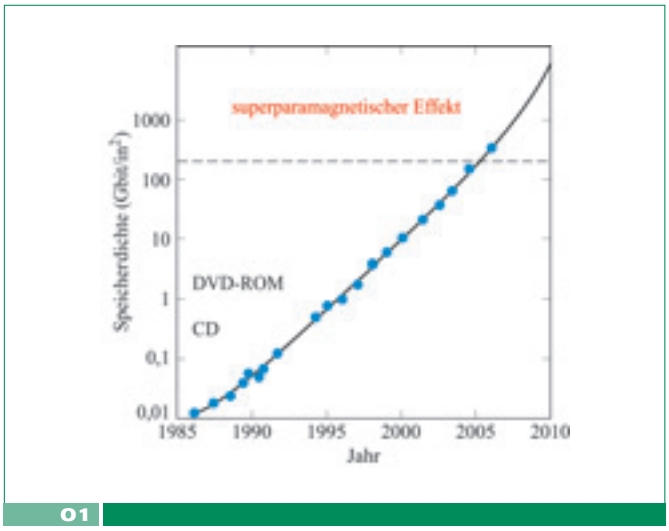
Die Programme der Computer werden immer umfangreicher, auf die Festplatten müssen ständig mehr Daten passen, auch die Bilder der digitalen Kameras haben Millionen Farben und Jahr für Jahr eine bessere Auflösung. Digitale Filme dürfen der traditionellen Analogtechnik nicht nachstehen. Folglich muss der Speicherplatz ständig vergrößert werden, und trotzdem sollen die Geräte immer kompakter werden. Überraschenderweise arbeiten die Speichermedien eines Kassetten- oder Videorecorders, einer Diskette oder einer Festplatte, egal ob analog oder digital, seit hundert Jahren nach dem gleichen Prinzip. Körner aus Eisenoxid Fe_2O_3 oder Chromdioxid CrO_2 auf einer dünnen Plastikfolie werden mit Hilfe einer kleinen Spule in die eine oder andere Richtung magnetisiert. Die Speicherdichte hat sich dabei alle fünf Jahre verzehnfacht und wird in den nächsten Jahren 300 Gbit/in² (300 Mrd. digitale Informationseinheiten pro Quadratzoll) erreichen, d.h. pro Quadratmillimeter kann man 500 Mio. Bit speichern, was einer Textmenge von 10.000 Schreibmaschinenseiten entspricht. Doch damit ist eine physikalische Grenze erreicht. Die magnetischen Teilchen bestehen nur noch aus einer Domäne, deren Magnetisierung sich im Laufe der Zeit durch thermische Fluktuationen ändern kann. Die Qualität alter Tonbänder und Musikkassetten leidet mit jedem Jahr. Eine weitere Verdichtung würde dazu führen, dass die gespeicherte Information noch schneller verloren geht. Wird das superparamagnetische Limit überschritten, so hält die eingeschriebene Magnetisierung nur Bruchteile von Sekunden. In den letzten drei Jahren gelang es, die Speicherdichte noch mal substanziell zu steigern, indem die Magnetisierung senkrecht zu der Festplatte ausgerichtet wird **(01)**.

SUMMARY

Magnetic devices are superior for information storage. The long-term aim is that not more than one molecule is needed for each bit. Molecular magnets may be suitable candidates for the storage technology of tomorrow, but also for information processing using quantum algorithms. In a joint effort of chemists, materials scientists and physicists suitable molecules are designed and investigated. Each day new and fascinated properties are discovered, which fuel far-reaching expectations.

2. Makromoleküle

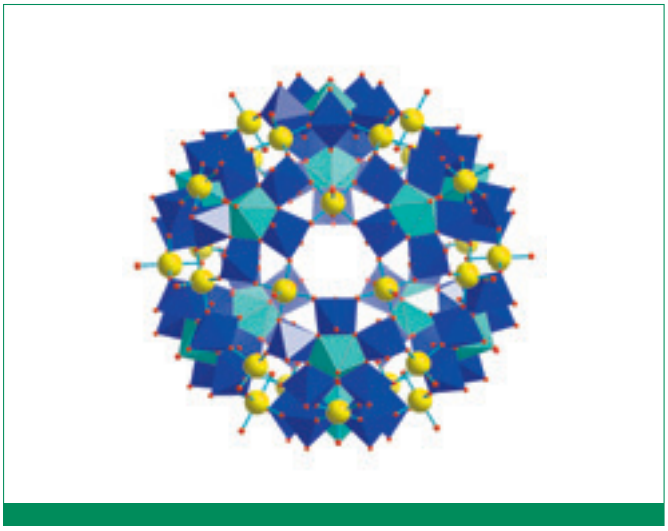
Sicherlich kann man mit ein paar technischen Tricks noch die ein oder andere Optimierung erreichen; dennoch nähert man sich dem Ende eines sehr erfolgreichen Weges. Doch vielleicht gibt es ganz andere Wege, um die diskutierten Limitationen zu umgehen? Wie wenig Platz braucht man, um ein Bit zu speichern? Momentan errei-



01

Zunahme der Speicherdichte magnetischer und optischer Medien in den letzten fünfundzwanzig Jahren. Zur Orientierung sind die derzeit üblichen Musik- und Daten-CDs bzw. Video DVD-Formate angegeben. Oberhalb der paramagnetischen Grenze ändern thermische Fluktuationen die Magnetisierung der Körner, sodass die Information in Bruchteilen von Sekunden verloren geht. Nur mittels besonderer Tricks lässt sich diese Grenze überschreiten.

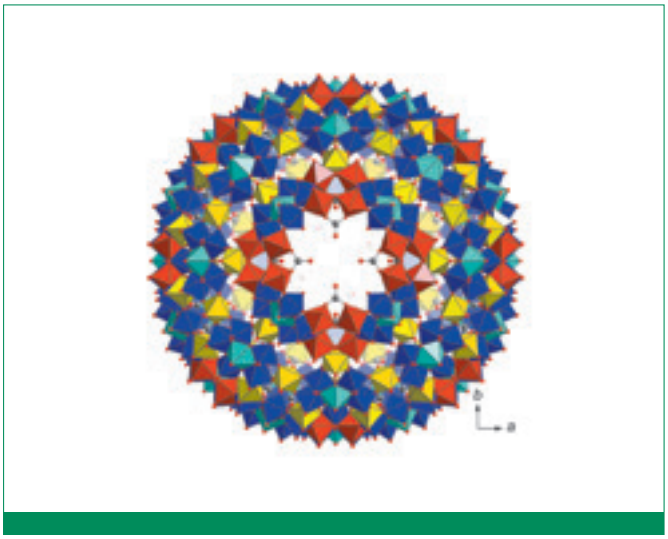
The storage density of magnetic and optic media increased over the last twenty-five years. The formats of conventional audio CDs and video DVD are indicated. Above the paramagnetic limit, thermal fluctuations change the magnetization of the grains, causing a loss of information within a fraction of a second. Special tricks allow one to shift this limit slightly, but the fundamental limitation is inevitable.



02

Ein Beispiel für Selbstorganisation in der Natur: Keplerat-Riesenkugel $Fe_{30}Mo_{72}$ ($[Mo_{72}Fe_{30}O_{252}(CH_3COO)_{12}\{H_2Mo_2O_8(H_2O)\}(H_2O)_{91}]$ ·ca. 150 H_2O), in welchem die magnetisch gekoppelten Metallatome durch Liganden in einer Ikosaedersymmetrie gehalten werden [3].

Example for self-organization in nature: giant Keplerate molecule $Fe_{30}Mo_{72}$ ($[Mo_{72}Fe_{30}O_{252}(CH_3COO)_{12}\{H_2Mo_2O_8(H_2O)\}(H_2O)_{91}]$ ·ca. 150 H_2O). The metal atoms are kept in icosaeder symmetry by the ligands and thus couple magnetically.

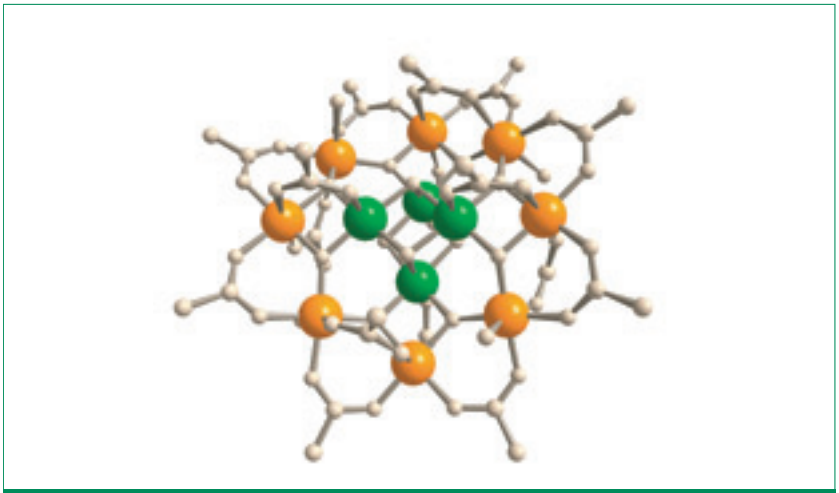


03

Polymolybdat-Cluster mit 368 Molybdän-Atomen: $Na_{48}[H_xMo_{368}O_{1032}(H_2O]_{240}(SO_4)_{48}]$ ·ca. 1000 H_2O [3]. Dieses hochsymmetrische Riesenmolekül bildet sich von selbst, aufgrund der Selbstorganisation der einzelnen Atome.

Polymoybdenum cluster of 368 molybdenum atoms: $Na_{48}[H_xMo_{368}O_{1032}(H_2O]_{240}(SO_4)_{48}]$ ·ca. 1000 H_2O [3]. The giant highly symmetric molecule is formed by self-organization of single atoms.

chen die magnetischen Körner eine Größe von ca. 100 nm; der Wunsch ist, ein Bit pro Molekül zu speichern – auf einer Fläche also, die tausendmal kleiner ist als die heutigen magnetischen Domänen. Da traditionelle magnetische Materialien keinen Ausweg aus diesem Dilemma bieten, begann vor einigen Jahren die Suche nach Alternativen. Die Idee ist hierbei, nicht Pulver immer feiner zu malen (*top-down*), sondern Atome so zu arrangieren (*bottom-up*), dass die resultierenden Moleküle die gewünschten Eigenschaften haben. In Eisen oder den gebräuchlichen ferromagnetischen Legierungen ist es die langreichweitige Ordnung aufgrund der Wechselwirkung zwischen den Molekülen, die Weiß'sche Bezirke und Domänenwände ausbildet, und die makroskopische Materialbeschaffenheit, d.h. die magnetischen Eigenschaften, erklärt. Anstelle der langreichweitigen Ordnung eines Ferromagneten versucht man, sich die magnetischen Eigenschaften von Molekülen selbst nutzbar zu machen. In der Chemie wurden in den letzten Jahrzehnten enorme Fortschritte bei der Synthese von Riesenmolekülen gemacht, die aufgrund ihrer Symmetrie und Struktur die gewünschten Eigenschaften aufweisen. Dies sind hochsymmetrische Gebilde aus mehreren Dutzend Atomen, die eine Vorzugsrichtung der Magnetisierung haben. Der Elektronenspin des gesamten Moleküls, der die Magnetisierung bestimmt, kann entweder nach oben oder nach unten gerichtet sein, womit



04

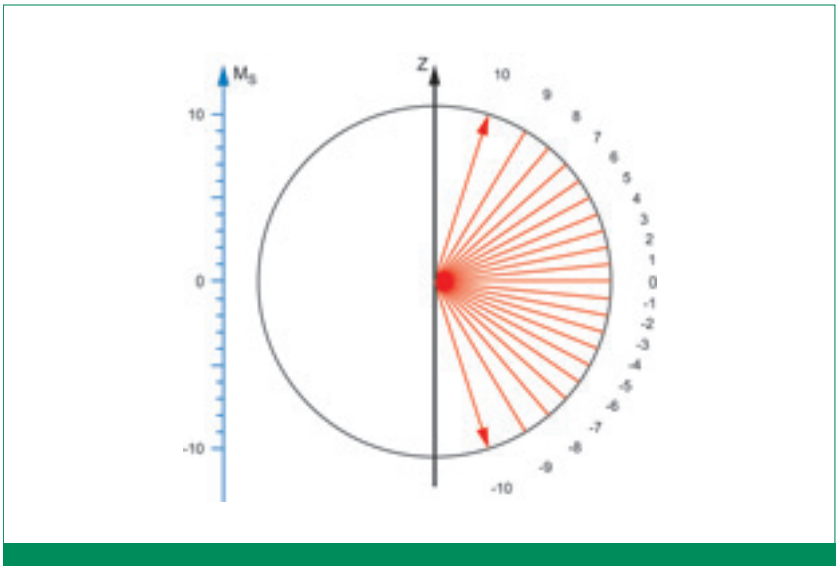
Das Molekül $Mn_{12}ac$, eine Abkürzung für $[Mn_{12}O_{12}(CH_3COO)_{16}(H_2O)]\cdot 2CH_3COOH\cdot 4H_2O$, ist das bekannteste und best untersuchte Beispiel eines molekularen Magneten.

The molecule $Mn_{12}ac$ is an abbreviation for $[Mn_{12}O_{12}(CH_3COO)_{16}(H_2O)]\cdot 2CH_3COOH\cdot 4H_2O$. It is the best-known and best-studied example of a molecular magnet.

man Information (0 oder 1) speichern könnte.

3. Einzelmolekül-Magnete

Als Modell hierzu dient $[Mn_{12}O_{12}(CH_3COO)_{16}(H_2O)_4]\cdot 2CH_3COOH\cdot 4H_2O$, ein Molekül, das im Kern aus zwölf Mangan-Atomen besteht, die in zwei Schalen mit unterschiedlicher Magnetisierung angeordnet sind und kurz als $Mn_{12}ac$ bezeichnet wird. Eine größere Zahl von Sauerstoff-, Wasserstoff- und Kohlenstoff-Atomen stabilisieren die Struktur mit einer ausgeprägten Vorzugsrichtung. Das Molekül besitzt einen Gesamtspin von S = 10. Gemäß den Prinzipien der Quantentheorie gibt es hierfür exakt 21 diskrete Einstellungen: zehn in die eine (-10, -9, -8, ... -1) und zehn in die andere Richtung (+10, +9, +8, ... +1) nebst einer neutralen (0). Mittels spektroskopischer Methoden kann man die Übergänge zwischen diesen Stufen anregen und vermessen; in dem $Mn_{12}ac$-Molekül muss man hierzu Mikrowellen von einigen hundert GHz verwenden, d.h. Licht einer Wellenlänge von ca. 1 mm. Zirkular polarisiertes Licht erlaubt gezielt nur die rechten oder die linken Stufen hochzuklettern. In enger Zusammenarbeit zwischen Chemie und Physik, zwischen Theorie und Experiment, wird diese Klasse von molekularen Magneten, die etwas exakter auch Einzelmolekülmagnete genannt werden, erforscht und erweitert. Einige Probleme sind dabei allerdings bisher noch nicht befriedigend gelöst: So sind extrem tiefe Temperaturen erforderlich, um die Magnetisierung in ihrer Vorzugsrichtung längere Zeit zu erhalten. Dies ist unabdingbar, um beispielsweise die Stellung des Spins als Datenspeicher zu nutzen, oder aber um Rechenoperationen durchzuführen. Auch ist nicht klar, wie einzelne Moleküle beschrieben und gelesen werden können. Doch durch die enormen Fortschritte der Nanotechnologie wird die Adressierbarkeit einzelner Moleküle bald in Reichweite kommen (**05, 06**) [1,2].



05

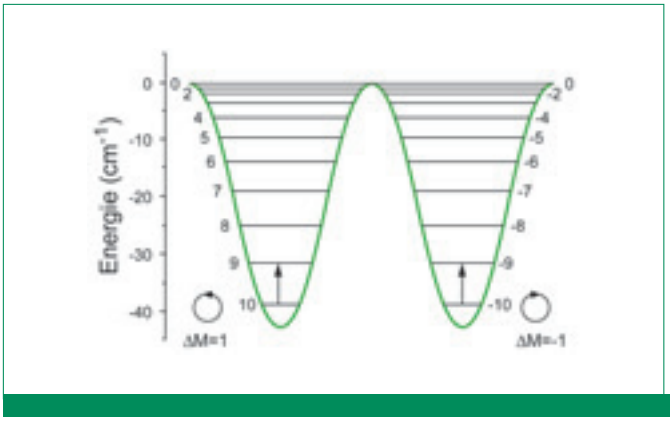
Mit einem Gesamtspin des Moleküls von $S = 10$ können 21 unterschiedliche Einstellungen M_S bezüglich einer vorgegebenen Richtung z realisiert werden; dies ist die Symmetrieachse des Moleküls.

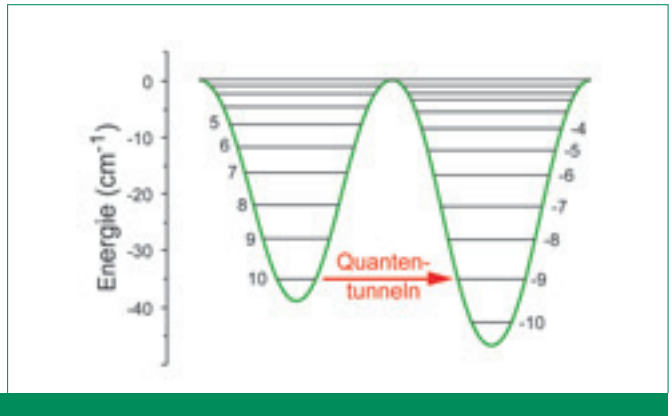
With a total spin of the molecule $S = 10$ there exist 21 different values of M_S with respect to a given direction z; in our case it is the symmetry axis of the molecule.

4. Quantentunneln der Magnetisierung

Vor knapp zehn Jahren sorgten molekulare Nanomagnete für Schlagzeilen, als Phänomene beobachtet wurden, die nur mit Hilfe der Quantentheorie erklärt werden können. Seit dieser Zeit haben sich molekulare Magnete zu einem bevorzugten Modellsystem der Festkörperphysik entwickelt, um makroskopische Quantenphänomene zu untersuchen, die zum Teil schon vor Jahrzehnten vorhergesagt wurden, sich aber bisher der Beobachtung entzogen hatten. Die Wissenschaftler gehen davon aus, dass diese Eigenschaften mittelfristig den Bau eines Quantencomputers möglich machen können (**06**).

Das Quantentunneln des Elektronenspins ist in Form von charakteristischen Stufen der Magnetisierung zu beobachten: Bei bestimmten Magnetfeldstärken müssen die Spins nicht mehr über eine Energiebarriere klettern, um ihre Richtung zu wechseln, sondern können durch den Berg hindurchtunneln, da auf der anderen Seite ein Zustand gleicher Energie liegt. Auch die Tatsache, dass Elektronen strengge-





06

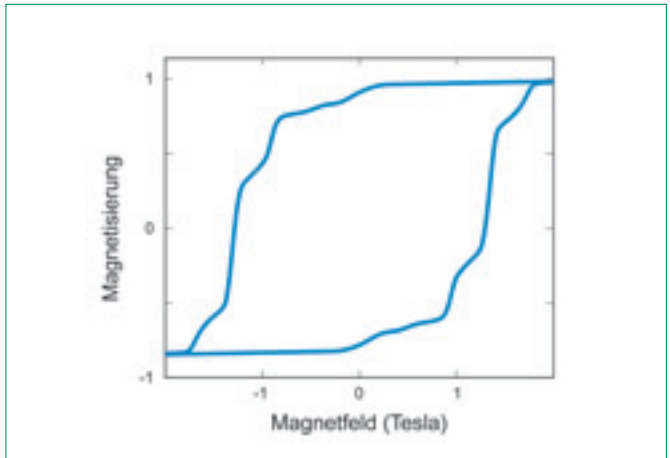
nommen Wellen sind, kann man durch Interferenzphänomene in der Magnetisierung direkt sehen. Weitreichende Möglichkeiten eröffnet eine neue Art der magnetischen Spektroskopie, die in Stuttgart in den letzten Jahren entwickelt und angewandt wurde, um die Relaxationsphänomene der molekularen Nanomagnete zu untersuchen. Hierbei werden die Übergänge zwischen magnetischen Niveaus direkt beobachtet [4,5]. Vereinfacht gesprochen, kann man den Spins beim Durchtunneln der Barriere zusehen. Viele Aspekte sind inzwischen verstanden und entsprechen auch quantitativ den theoretischen Modellen, doch eine ganze Reihe von Tatsachen wartet noch auf ihre Erklärung **(07, 08)**.

5. Weitere Entwicklungen

Im Gegensatz zu einzelnen Atomen in einer optischen oder magnetischen Falle hat man es bei den Einzelmolekülmagneten mit Kristallen zu tun, die einige Millimeter groß werden können und eine unendlich große Zahl von einzelnen Molekülen in einer mehr oder weniger regelmäßigen Anordnung enthalten. Da die magnetischen Zentren, wie die zwölf Mangan-Ionen in dem obigen Beispiel, von sehr großen organischen Ligandenhüllen umgeben sind, d.h. langen Molekülketten aus Kohlenstoff, Sauerstoff, Wasserstoff, die wie Abstandshalter wirken, ist die Beeinflussung der magnetischen Moleküle untereinander sehr gering. In den letzten Jahren wurde intensiv untersucht, wie groß und wichtig die Wechselwirkung zwischen diesen einzelnen Molekülen ist, indem man sie gezielt verdünnte. Jeder Einfluss von außen stört den quantenmechanischen Zustand des Einzelmolekülmagneten, man spricht von Dekohärenz. Das Verständnis und letztendlich die Beeinflussung der Dekohärenzprozesse ist enorm wichtig für die weitere Anwendung. Jüngst ist es uns in Stuttgart erstmals gelungen, Rabi-Oszillationen nachzuweisen: ein wichtiger Schritt in Richtung Quanteninformationsverarbeitung. Es stellte sich heraus, dass die Moleküle vor allem durch kleine Variationen ihrer Struktur und Zusammensetzung beeinflusst werden, ja dass selbst der Atomkern einen merklichen Einfluss hat; diese Inhomogenitäten reeller Systeme machen die Beobachtung echter Quanteneffekte schwierig. Trotzdem sind die Vorteile der molekularen Magnete als makroskopische

Energieschema eines molekularen Magneten: Die linke Seite entspricht der Ausrichtung des Elektronenspins nach oben, die rechte Seite der entgegengesetzten Orientierung. Zum Umklappen des Spins muss die Energiebarriere des Doppelmuldenpotenzials überwunden werden. Dies ist thermisch oder durch die Einstrahlung von elektromagnetischer Energie der geeigneten Wellenlänge möglich. Zirkular polarisiertes Licht erlaubt gezielt nur die rechten oder linken Stufen hochzuklettern. Durch Anlegen eines Magnetfeldes werden die rechten und linken Energiestufen gegeneinander verschoben; erreicht das Magnetfeld einen Wert, für den eine linke und eine rechte Energiestufe übereinstimmen, kann Quantentunneln stattfinden.

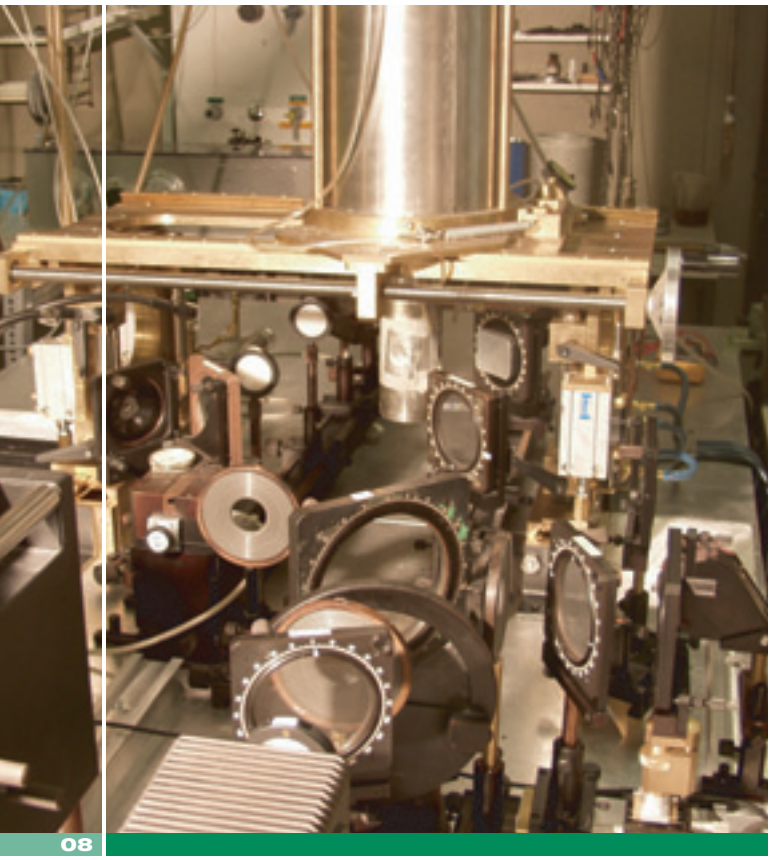
Energy diagram of a molecular magnet: the left side corresponds to the upward orientation of the spin, the right side corresponds to the downward orientation. In order to reverse the spin direction, the energy barrier of the double-well potential has to be overcome. This can happen thermally or by applying a magnetic energy of suitable wavelength. Circular polarized light makes it possible to excite only in the left or right well. By applying an external magnetic field the left and right levels are shifted with respect to each other. If the magnetic field is such that energy levels on both sides are equal, quantum tunneling can take place.



07

Schematische Magnetisierungskurve des molekularen Magneten $Mn_{12}ac$: Aufgrund des Quantentunnelns werden charakteristische Stufen der Magnetisierung beobachtet, denn auf einen Schlag können viele Moleküle die Magnetisierungsrichtung invertieren.

Sketch of the magnetization curve of a molecular magnet $Mn_{12}ac$. Characteristic steps are observed due to quantum tunneling of the magnetization: in this case many molecules flip their magnetization direction simultaneously.



08

Hochfrequenz-ESR-Spektrometer am 1. Physikalischen Institut der Universität Stuttgart zur Beobachtung der Übergänge zwischen den magnetischen Niveaus von molekularen Magneten. Dieses weltweit einmalige Instrument ermöglicht einen direkten Blick auf die einzelnen Spinzustände und ihr zeitliches Verhalten: man kann die Molekülspins beim Quantentunneln beobachten.

High-frequency ESR spectrometer of the 1. Physikalisches Institut at the Universität Stuttgart is used to observe transitions between magnetic levels of molecular magnets. Word-wide this is a unique instrument which allows to look at single spin states and their time development: the quantum tunneling of the molecular spin can be observed.

Quantenobjekte in einem Festkörper bestechend und bergen großes Potenzial [1].

Der nächste Schritt gilt Doppelmolekülen (sogenannter Dimere) und noch größeren Verbünden, d.h. molekularen Einheiten, die relativ stark aneinander gekoppelt sind. Durch gezielte chemische Variation der Einheiten will man es schaffen, einen kooperativen Quantenzustand solcher Dimere maßzuschneidern. Die enormen Möglichkeiten, Moleküle nach den Wünschen zu formen, indem man einem LEGO-Baukasten gleich, die Bausteine zusammensetzt, erlaubt, die Wechselwirkung zu beeinflussen und dadurch die Eigenschaften zu erlangen, die für einen tatsächlichen Quantencomputer erforderlich sind. Der Weg mag noch länger sein, doch sicherlich stimmt die Richtung. • *Martin Dressel*

Referenzen

[1] D. Gatteschi, R. Sessoli und J. Villain, „Molecular Nanomagnets" (Oxford University Press, Oxford, 2006); D. Gatteschi und R. Sessoli, „Quantum Tunneling of Magnetization and Related Phenomena in Molecular Materials", Angewandte Chemie **42**, *268 (2003).*

[2] E.M. Chudnovsky und J. Tejada, „Macroscopic Quantum Tunneling of the Magnetic Moment", (Cambridge University Press, Cambridge, 1998).

[3] Zur Verfügung gestellt von A. Müller, Anorganische Chemie, Universität Bielefeld

[4] M. Dressel, B. P. Gorshunov, K. Rajagopal, S. Vongtragool und A. A. Mukhin, „Quantum tunneling and relaxation in Mn_{12}-acetate studied by magnetic spectroscopy" Physical Review B **67**, *060405 (2003).*

[5] J. van Slageren, S. Vongtragool, B. P. Gorshunov, A. A. Mukhin, N. Karl, J. Krzystek, J. Telser, A. Müller, C. Sangregorio, D. Gatteschi und M. Dressel, „Frequency-domain magnetic resonance spectroscopy of molecular magnetic materials", Physical Chemistry and Chemical Physics **5**, *3837 (2003).*

DER AUTOR

Martin Dressel

studierte in Erlangen und Göttingen, wo er 1989 mit einer Arbeit über Mikrowellen-Hall-Effekt promoviert wurde. Nach einer zweijährigen Tätigkeit als Gruppenleiter am Laser-Laboratorium Göttingen ging er als Post-Doc nach Vancouver (Kanada) und schließlich drei Jahre an die University of California in Los Angeles. Er habilitierte sich 1996 an der Technischen Universität Darmstadt und wechselte daraufhin an das Zentrum für elektronische Korrelationen und Magnetismus der Universität Augsburg. Seit 1998 leitet er das 1. Physikalische Institut der Universität Stuttgart. Sein Arbeitsgebiet umfasst elektronische und magnetische Eigenschaften niedrigdimensionaler und korrelierter Elektronensysteme, insbesondere organische Leiter und Supraleiter.

Kontakt

1. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart
Pfaffenwaldring 57, 70550 Stuttgart, Tel.: 0711/685-64946, Fax: 0711/685-64886
E-Mail: dressel@pi1.physik.uni-stuttgart.de

HPD - Hochschulpublikationen.de

Sie suchen Hochschulpublikationen
zur Beischaltung von Werbeanzeigen
in

Finden in:

hochschulpublikationen.de

http://www.hochschulpublikationen.de

info@hochschulpublikationen.de

**Die Rechercheplattform
im Internet**

Universitäten:

Historie
Anschriften
Kontaktübersicht
Fakultäten
Studiengänge
bestehende Publikationen
mit Ansprechpartnern
und Mediadaten

Fachhochschulen:

Historie
Anschriften
Kontaktübersicht
Fakultäten
Studiengänge
bestehende Publikationen
mit Ansprechpartnern
und Mediadaten

Berufsakademien:

Historie
Anschriften
Kontaktübersicht
Fakultäten
Studiengänge
bestehende Publikationen
mit Ansprechpartnern
und Mediadaten

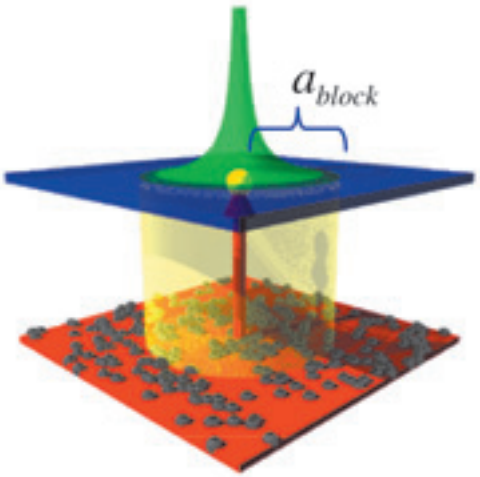
Private Hochschulen:

Historie
Anschriften
Kontaktübersicht
Fakultäten
Studiengänge
bestehende Publikationen
mit Ansprechpartnern
und Mediadaten

www.Hochschulpublikationen.de

Kontrollierte Wechselwirkung

in Quantengasen



Als Quantengas bezeichnet man einen Zustand der Materie, der Eigenschaften besitzt, die auf die quantenmechanischen Welleneigenschaften der Materie zurückzuführen sind. Solche Gase erfordern ungewöhnliche Bedingungen wie zum Beispiel extrem tiefe Temperaturen. Und da bei sehr tiefen Temperaturen eigentlich alle Materie (außer Helium) in fester Form vorliegt, müssen die tiefen Temperaturen auch sehr schnell erzeugt werden. Quantengase werden also schockgefroren. Warum ist das nötig?

1. Einleitung

Ein ideales Gas besteht aus Atomen oder Molekülen, die so heiß sind, dass ihre Wechselwirkung (d.h. Kollisionen zwischen den Teilchen) untereinander eine vernachlässigbare Rolle spielt. Erst wenn das Gas kälter wird spielen die Wechselwirkungen eine wichtigere Rolle bis es am Siedepunkt zu einem Phasenübergang kommt und ein Teil des Gases in einer flüssigen Phase auskondensiert. Beim Übergang in die flüssige Phase überwiegt die Wechselwirkungsenergie die thermische Energie und die Atome oder Moleküle werden zunächst paarweise und dann in größeren Clustern aneinander gebunden. Alle Gase, die wir kennen durchlaufen einen solchen Phasenübergang, wenn die Temperatur nur niedrig genug ist, und man könnte denken, dass die Geschichte über Gase damit zu Ende ist.

Ist jedoch ein Gas aus Atomen stark verdünnt (z.B. 100.000mal dünner als die uns umgebende Luft), kann es beim schlagartigen Abkühlen (z.B. auf unter einem MikroKelvin oder einem Millionstel Grad über dem absoluten Nullpunkt von -273.15° C) einen neuartigen Zustand der Materie geben, den man für viele Sekunden beobachten und untersuchen kann, bevor Atompaare und Cluster gebildet werden. Diesen Zustand der Materie nennt man ein Quantengas. Warum?

Mit abnehmender Temperatur und damit Geschwindigkeit verschwimmt der mögliche Aufenthaltsort der Atome aufgrund einer der Grundgleichungen der Quanten-

mechanik, der Heisenberg'schen Unschärferelation, in einem immer größeren Gebiet. Wenn diese Unschärfebereiche der einzelnen Atome aneinander stoßen, kommt eine andere wichtige Quanteneigenschaft der Materie ins Spiel – der Spin. Ununterscheidbare Teilchen gibt es nur in zwei Arten, Fermionen (nach Enrico Fermi) und Bosonen (nach Nathan Bose), die sich in ihrer Eigendrehung – dem Spin – unterscheiden. Ein quantenmechanischer Kreisel verhält sich etwas anders als ein gewöhnlicher Kreisel. Nehmen wir einmal an Fermionen und Bosonen drehen sich um sich selbst, dann sehen Fermionen mit halbzahligem Spin erst nach zweimaliger Drehung um die eigene Achse wieder gleich aus und Bosonen mit ganzzahligem Spin schon nach einer Drehung. Fermionen, d.h. ununterscheidbare Atome mit halbzahligem Gesamtspin wie zum Beispiel Elektronen, können sich nicht durchdringen und gehorchen dem so genannten Pauli-Prinzip. Ein Fermigas muss also immer – also auch bei sehr niedrigen Temperaturen – eine bestimmte Energie haben, denn die Teilchen können nicht langsamer werden als bis zu dem Punkt, bei dem sich Ihre Unschärfebereiche berühren. Im Gegensatz dazu möchten die Bosonen – also hier ununterscheidbare Atome mit ganzzahligem Spin - nur aufgrund der entgegengesetzten quantenmechanischen Eigenschaft - und nicht etwa wegen einer anziehenden Wechselwirkung – zusammenklumpen, ähnlich wie bei einem klassischen Phasenübergang von einem Gas zu einer Flüssigkeit. Da das Kondensieren in einen gemeinsamen Quantenzustand ununterscheidbarer Atome aber in einem idealisierten Bild auch ohne Wechselwirkung stattfindet und rein quantenmechanischen Ursprungs ist, nennt man einen solchen Zustand der Materie ein Quantengas oder Bose-Einstein-Kondensat. Quantengase sind also schockgefrorene Gase von Atomen, wobei Fermionen ein Fermigas bilden, und Bosonen zu einem Bose-Einstein-Kondensat kondensieren.

2. Feshbach Resonanzen

Die Wechselwirkung von Atomen spielt auch in einem Quantengas eine Rolle. Kennt man die sogenannten Feshbach-Resonanzen eines Quantengases lässt sich diese Wechselwirkung zwischen den Teilchen mit einem angelegten Magnetfeld gezielt beeinflussen.

Atome ziehen sich auf große Entfernung infolge induzierter Dipol-Dipol-Wechselwirkung (der so genannten van der Waals Kraft) an und stoßen sich ab, wenn sich ihre Elektronenhüllen zu nahe kommen. Da Quantengase stark verdünnt sind, kommen sich meistens nur einzelne Paare von Atomen kurzzeitig etwas näher. Die Wechselwirkung von Atomen in Quantengasen lässt sich daher beschreiben als Streuung einer atomaren Materiewelle an einem Paarpotential, das zu dem Molekül aus zwei Atomen gehört.

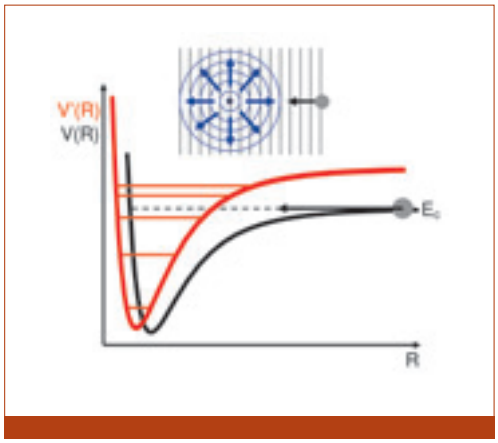
Werden zwei Molekülpotentiale V(R) und V'(R) zu unterschiedlichen Molekülzuständen (z.B. durch ein Magnetfeld) gegeneinander verschoben, so kommt es zu so genannten Feshbach-Resonanzen, wenn die einlaufende Energie des gestreuten Atoms (hier E_c) der Bindungsenergie eines Schwingungszustands entspricht. Um diese Resonanzen herum kann die Stärke der Wechselwirkung zwischen den Atomen stark überhöht, im Vorzeichen geändert oder ganz ausgeschaltet werden. Und damit erlaubt es dieses Instrument, die Wechselwirkung in Quantengasen zu kontrollieren.

Die Lösung des Streuproblems für extrem kalte Atome führt zu einer stehenden Materiewelle mit einer Zahl von Knoten, die der Zahl der im Potential gebundenen Zustände entspricht. Die Reichweite des Potentials, die auch den Stoßquerschnitt bestimmt, wird definiert durch die Position des äußersten Knotens und liegt typischerweise im Bereich von etwa fünf Nanometern. Der Stoßquerschnitt ist also aufgrund der Quantenmechanik sehr viel größer als man von der „klassischen" Größe der Atome im Bereich von 0.1 Nanometern erwarten würde.

Aufgrund der Wellennatur des Streuprozesses kann es auch zu Interferenz- und Reso-

SUMMARY

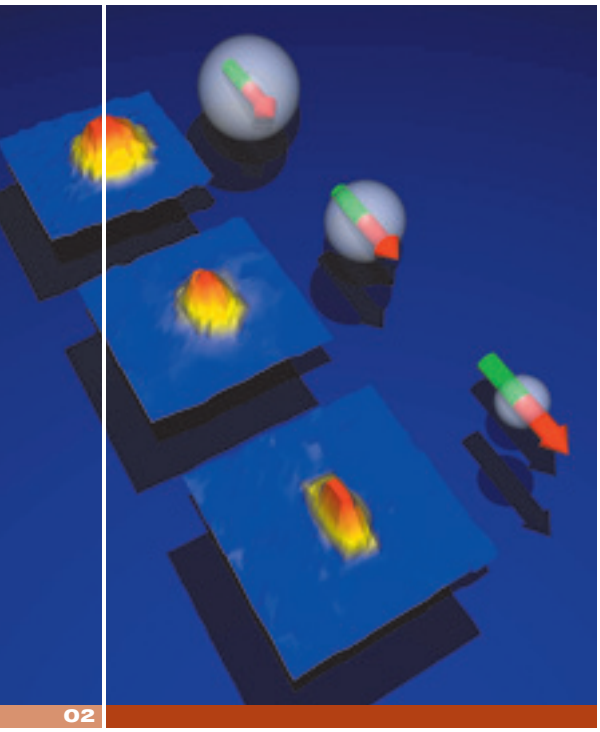
We discuss Quantum gases and their unique opportunities to investigate quantum many-body physics. Some of its dramatic consequences like superfluidity can be investigated und unprecedentedly clean conditions. Controllable interaction mechanisms provide the tool to investigate the foundations of new quantum states of matter. One possible application of those model systems for real material is to help to clarify the mechanisms underlying superconductivity. Besides modelling know quantum states of matter these tools also allow to discover previously unknown states of quantum matter



01

Das Molekülpotential zwischen zwei Atomen besitzt neben dem Grundzustand des gebundenen Dimers in der Regel mehrere gebundene Schwingungszustände. Die Wechselwirkung in Quantengasen entspricht der Streuung von Materiewellen an diesem Potential. Dabei ist bemerkenswert, dass aufgrund der kalten Temperaturen und damit großen Materiewellenlänge der Stoßquerschnitt typischerweise etwa 1.000mal größer ist als die Querschnittsfläche eines Atoms.

The molecular potential for two atoms usually supports several bound vibrational states. The interaction in quantum gases is due to the scattering of matter waves from this potential. It is remarkable that due to the low temperatures and the long matter wavelength the cross section for such a collision can be a thousand times larger than the size of an atom.



02

In einem Kondensat aus Chromatomen wird durch eine Feshbach Resonanz der Charakter der Wechselwirkung von der kurzreichweitigen isotropen Kontaktwechselwirkung zu einer langreichweitigen anisotropen dipolaren Wechselwirkung verändert. Das Kondensat reagiert darauf mit einer Veränderung seiner Form von rund (hinten) zu zigarrenförmig (vorne).

In a Bose-Einstein condensate of chromium atoms a Feshbach resonance is used to change the character of the interaction between the atoms from contact to dipolar. As a consequence the condensate changes its shape from round (back) to cigar shaped (front).

nanzphänomenen kommen. Streuresonanzen, welche über ein externes Magnetfeld kontrolliert werden können, nennt man Feshbach Resonanzen. Sie haben sich als sehr mächtiges Werkzeug bei der Untersuchung von Quantengasen erwiesen, denn durch sie kann der Stoßquerschnitt sowohl dramatisch erhöht als auch verschwindend klein gemacht werden. Feshbach Resonanzen ermöglichen kontrollierte Wechselwirkungen in einem Quantengas durch einen einfachen Kontrollparameter – dem Magnetfeld. Dies ist in anderen Quantensystemen (z.B. in fester Materie) so nicht möglich und erlaubt systematische Studien für variable oder auch zeitabhängige Wechselwirkungsstärke.

Die van der Waals Wechselwirkung ist darum die Ursache für viele faszinierende Phänomene, die in Quantengasen schon untersucht wurden, wie z.B. Superfluidität in bosonischen Gasen, Superfluidität durch Paarbildung in fermionischen Gasen, quantisierte Wirbel oder Quantenphasenübergänge in optischen Gittern. Diese Phänomene haben jeweils ihr Pendant in der Welt der Quantenmaterialien der Festkörperphysik, z.B. Supraleitung, Flussquantisierung, Quantenphasenübergänge. Da in den Gasen die Wechselwirkungsstärke durch die Feschbachresonanzen sehr sauber kontrolliert werden können, können dort modellhaft Quantenmaterialien nachgebildet und studiert werden.

3. Dipolare Quantengase

Die Wechselwirkungen zwischen Atomen in einem Quantengas können sich durch ihre Reichweite und durch ihre Symmetrie unterscheiden. Die van der Waals Wechselwirkung ist eine kurzreichweitige und isotrope Wechselwirkung.

Durch eine Feshbach-Resonanz kann auch ein Punkt gefunden werden, an dem der Effekt der van der Waals Wechselwirkung ganz verschwindet. Dann kommen schwächere Wechselwirkungen zum Vorschein, die sonst keine oder eine nur untergeordnete Rolle spielen. Dazu gehört die Wechselwirkung zwischen den magnetischen Dipolen der Atome. Sie unterscheidet sich von der van der Waals Wechselwirkung dadurch, dass sie eine große Reichweite besitzt und abhängig ist von der Orientierung der Atome zueinander. Diese Wechselwirkung ist vergleichbar mit derjenigen zwischen zwei Stabmagneten, während die van der Waals Wechselwirkung mit der Wechselwirkung zweier harter Kugeln zu vergleichen ist, bei denen die Orientierung keine Rolle spielt und die Reichweite sich nur über den Radius der Kugel erstreckt. Ein solches Quantengas aus atomaren Magneten konnte kürzlich an der Universität Stuttgart präpariert und untersucht werden (**02**). Da das Quantengas auf diese Wechselwirkung als Kollektiv reagiert, wird es auch manchmal als Quantenflüssigkeit bezeichnet. Diese dipolare Quantenflüssigkeit hat einige Ähnlichkeit mit einer klassischen Ferroflüssigkeit, in der magnetische Nanoteilchen in einer kolloidalen Lösung vorliegen. Auch diese Flüssigkeit reagiert mit einer Formänderung auf äußere Magnetfelder. Im Gegensatz zu diesen Flüssigkeiten ist ein dipolares Kondensat jedoch superfluid, d.h. es hat eine verschwindende Viskosität und es hat auch eine endliche Kompressibilität.

Ein kompressibles dipolares Gas kann je nach Form des Behälters instabil werden. Wird das Gas in einem zigarrenförmigen Behälter (vgl. ein Reagenzglas) gehalten, bei dem die Magnetisierung entlang der Symmetrieachse zeigt, kann das Gas instabil werden, da sich die Dipole überwiegend anziehen und ihre Energie durch eine Implosion verringern können. Wird dagegen die Flüssigkeit in einem scheibenförmigen Behälter eingeschlossen (vgl. flach gefüllte Petri Schale) ist die Wechselwirkung überwiegend abstoßend und das Gas stabil. Für diesen neuartigen Zustand der Materie gibt es also Stabilitätsbedingungen, welche berechnet und in guter Übereinstimmung mit dem Experiment an der Universität Stuttgart verglichen werden konnten.

Besonders eindrucksvoll ist der dipolare Kollaps, der dann entsteht, wenn in einem instabilen Behälter der Charakter der Wechselwirkung sehr schnell verändert wird. Das implodierende Gas spiegelt dann die d-Wellen Symmetrie der Wechselwirkung wider (**03**).

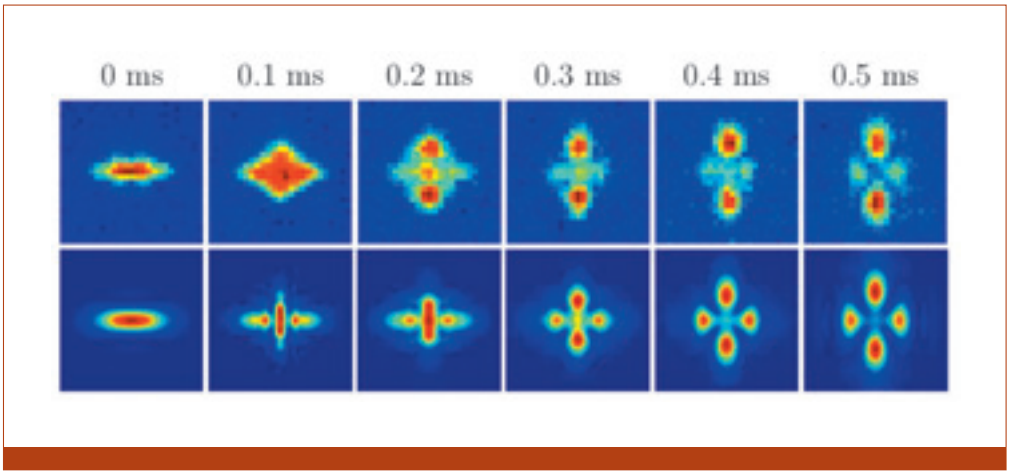
4. Polare Moleküle

Zusätzlich zu magnetischen Dipol-Dipol Wechselwirkungen gibt es auch die Möglichkeit von elektrischen Dipol-Dipol Wechselwirkungen. Der Unterschied zwischen den beiden Phänomenen ist, dass magnetische Dipolmomente durch zirkulierende Ströme oder den magnetischen Momenten der Elektronen verursacht werden, während elektrische Dipolmomente durch eine inhomogene Verteilung von Ladung zustande kommt. Das einfachste Bild eines elektrischen Dipols ist eine positive Ladung und eine negative Ladung separiert durch eine kurze Distanz. Man sieht sofort, dass mit dieser Konfiguration eine Raumrichtung ausgezeichnet wird, welche die Richtung des elektrischen Dipolmoments beschreibt. Für Atome im Grundzustand fehlt eine solche ausgezeichnete Richtung und ihre elektrischen Dipol-Dipol Wechselwirkungen verschwinden. Dies steht in Gegensatz zu Molekülen, bei denen die Verteilung der verschiedenen Atome im Molekül verschiedene Raumrichtungen auszeichnet. Von besonderem Interesse sind dann zweiatomige Moleküle, die aus zwei verschiedenen Atomsorten bestehen. Diese so genannten polaren Moleküle besitzen ein permanentes elektrisches Dipolmoment und die Wechselwirkung zwischen solchen Molekülen ist dann hauptsächlich beschrieben durch die elektrische Dipol-Dipol Wechselwirkung.

Auf der experimentellen Seite stellt die Realisierung eines Quantengases aus polaren Molekülen eine große Herausforderung dar. Zur Zeit werden zwei verschiedene Wege intensiv untersucht: Einmal werden die Moleküle bei hohen Temperaturen geformt und anschließend zu kalten Temperaturen abgekühlt, wobei ähnliche Methoden wie beim Kühlen von Atomen entwickelt werden. Alternativ zu dieser Methode wird zuerst eine kalte Mischung aus zwei Atomen hergestellt, aus denen dann die Moleküle in einem kohärenten Prozess mit Lasern gebildet werden. Dabei wird die molekulare Bindungsenergie nicht in Bewegungsenergie umgesetzt wie bei einer normalen chemischen Reaktion, sondern in den gestreuten Lichtteilchen des Lasers absorbiert. Die zweite Methode hat daher den Vorteil, dass die Moleküle automatisch die niedrige Bewegungsenergie der Atome erben und in ein molekulares Quantengas übergehen. In letzter Zeit wurden auf diesem Gebiet sehr große Fortschritte erzielt und wahrscheinlich können molekulare Quantengase in naher Zukunft im Labor hergestellt werden.

Das besondere an elektrischen Dipol-Dipol Wechselwirkungen ist, dass ihre Stärke sowohl die van der Waals Anziehung als auch die magnetische Dipol-Dipol Wechselwirkungen übersteigt. Zudem kann die Orientierung der Dipolmomente durch ein äußeres elektrisches Feld eingestellt werden.

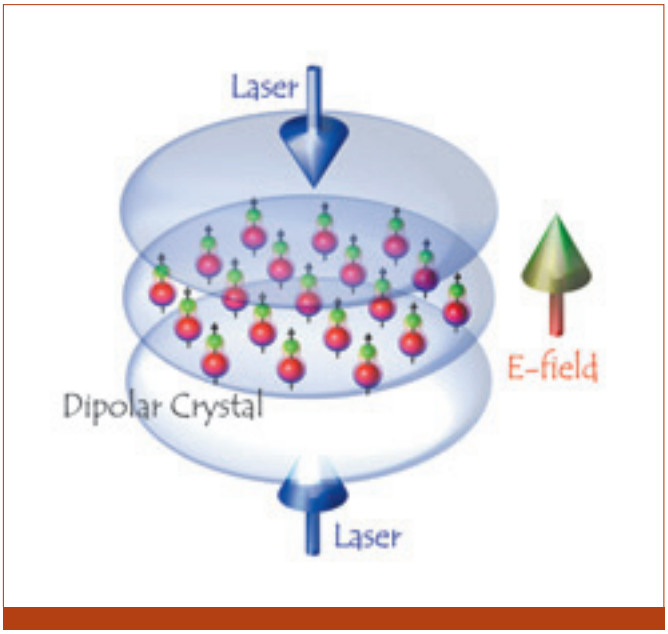
In Analogie zur obigen Diskussion können aber ebenfalls Instabilitäten auftreten – durch den anziehenden Charakter der Dipol-Dipol Wechselwirkung. Eine aktuelle Theoriearbeit zeigt, dass diese Instabilität sehr effizient unterdrückt werden kann, wenn die polaren Moleküle durch ein optisches Gitter in zwei Dimensionen eingesperrt werden. Die Wechselwirkung zwischen den Teilchen reduziert sich dann zu einer reinen langreichweitigen Abstoßung (d.h., dass die Teilchen sich auch über große Distanzen spüren). Falls die Abstoßungsenergie die kinetische Energie der Moleküle übersteigt, ist der Grundzustand des Mehrteilchensystems durch einen Kristall gegeben (**04**). Im Gegensatz zu gewöhnlichen Kristallen, die durch eine Erhöhung der Temperatur schmelzen, kann dieser Kristall auch bei tiefen Temperaturen durch das Erhöhen der Quantenfluktuationen schmelzen und in ein



03

Dynamik eines implodierenden dipolaren Kondensats. Die experimentell beobachteten Bilder (oben) zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit einer theoretischen Simulation der Hydrodynamik einer dipolaren Superflüssigkeit der Gruppe von Prof. Ueda am Tokyo Institute of Technology. Der gezeigte Ausschnitt hat die Abmessung 270 x 270 mm. Die Bilder wurden durch Absorptionsabbildung, d.h. durch Schattenwurf mit einer handelsüblichen Videokamera aufgenommen.

Dynamics of an imploding dipolar condensate: The observed images (upper row) show very good agreement with theoretical simulations based on hydrodynamic equations for a dipolar superfluid performed by the group of Prof. Ueda at the Tokyo Institute of Technology. The images show an area of 270 x 270 mm and were taken as absorption images using a CCD camera.



04

Darstellung eines molekularen Kristalls der mit Hilfe eines optischen Gitters auf zwei Dimensionen eingesperrt ist: die Dipolmomente der polaren Moleküle zeigen entlang der Richtung des Elektrischen Feldes und erzeugen eine stark abstoßende Wechselwirkung. Der Grundzustand ist charakterisiert durch eine periodische Anordnung der Moleküle.

Illustration of a molecular crystal which is trapped in two dimensions by means of an optical lattice: The dipolar moments of the polar molecule point into the direction of the electrical field and induce a strong repulsive interaction. The ground state is characterized by a periodic order of the molecules.

Superfluid (in dem jede Reibung verschwindet) übergehen.

Polare Moleküle haben aber noch weitere interessante Eigenschaften: Nicht nur die Ausrichtung des Dipol-Dipol-Wechselwirkung kann durch äußere elektrische Felder kontrolliert werden, sondern auch ihre Stärke. Mit Mikrowellen-Feldern lassen sich außerdem zusätzliche Dipolmomente induzieren. Diese Eigenschaften erlauben es, durch geschickte Wahl von äußeren Feldern die Wechselwirkungen zwischen den polaren Molekülen nach Wunsch zu kontrollieren und zu verändern. Mit Hilfe dieser Tricks ist es einem Forscherteam an der Universität Stuttgart kürzlich gelungen, eine Wechselwirkung zwischen polaren Molekülen zu erzeugen, die in allen drei Raumrichtungen abstoßend ist. Auf den ersten Blick verstößt dies gegen ein Grundgesetz der Natur, das besagt, dass alle Atome und Moleküle im Grundzustand eine anziehende Wechselwirkung haben. Da das System jedoch mittels Mikrowellen-Feldern getrieben ist, steht die abstoßende Kraft nicht im Widerspruch zu diesem fundamentalen Gesetz der Natur Die abstoßende Wechselwirkung bewirkt, dass das Quantengas sehr stabil ist und inelastische Stöße, die in einem atomaren Quantengas die Lebenszeit beschränken, stark unterdrückt sind. Damit lassen sich also langlebige Quantengase und kristalline Strukturen im dreidimensionalen Raum von polaren Molekülen erzeugen.

5. Rydberg Atome

Treffen Laserstrahlen auf ein Atom, werden seine Elektronen vom Grundzustand auf eine höher gelegene Energieschale angeregt. Liegt diese Energieschale nahe an der Ionisationsgrenze, wo sich das Elektron vollständig von seinem Kern entfernen kann, spricht man von einem Rydberg-Atom. In diesem Fall umkreist das Elektron den Kern mit großem Abstand. In der klassischen Welt entsprechen diese Zustände am ehesten der Vorstellung einer Bewegung eines Teilchens um den Kern mit der Coulomb-Wechselwirkung. D.h., durch eine geschickte Überlagerung solcher Energieschalen ist es möglich, Bahnen des Elektrons um den Kern zu beschreiben, die der Bewegung eines Planeten um die Sonne gleicht.

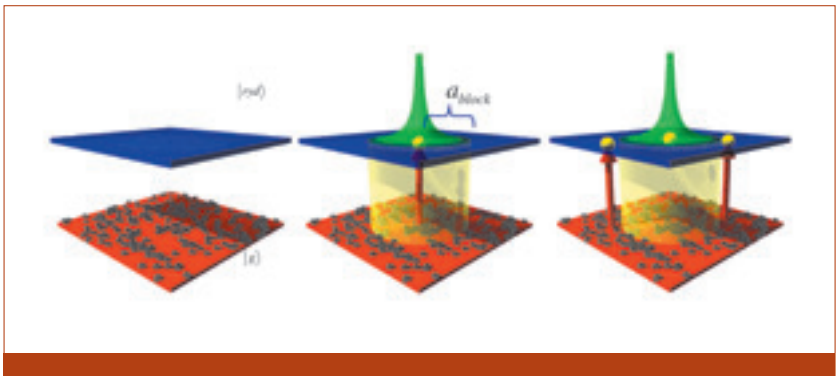
In einem solchen Rydberg-Zustand genügt ein schwaches äußeres elektrisches Feld, um das Atom zu polarisieren. Das äußere Feld ruft eine inhomogene Ladungsverteilung hervor, und das Rydberg-Atom ist durch ein Dipolmoment entlang der Orientierung des äußeren Feldes charakterisiert. Wie bei den polaren Molekülen ist die Wechselwirkung zwischen zwei Rydberg-Atomen durch die elektrische Dipol-Dipol-Wechselwirkung beschrieben. Da das Elektron seine Bahn weit entfernt vom Kern zieht, sind diese Dipolkräfte um einiges stärker als in polaren Molekülen.

Eine Besonderheit von Rydberg-Atomen ist, dass diese hochangeregten Zustände durch das Aussenden von Photonen eine endliche Lebenszeit haben und zerfallen. Das Elektron fällt auf tiefer gelegene Energieschalen zurück und die freigewordene Energie wird von einem Photon davongetragen. Die typische Lebenszeit von Rydberg-Atomen liegt im Bereich von µs und hängt stark vom gewählten Rydbergzustand ab. Daher müssen Experimente an solchen Zuständen auf einer Zeitskala stattfinden, die kürzer ist als die Lebenszeit der Rydberg-Atome. Werden die Rydberg-Zustände aus einem Quantengas erzeugt, ist die mittlere Geschwindigkeit der Atome so klein, dass sie auf der Zeitskala der Rydberg- Anregung nur einen Bruchteil der mittleren Distanz zwischen den Teilchen zurücklegen. In diesem Fall spricht man von einem „gefrorenen“ Rydberg-Gas, und zur theoretischen Beschreibung ist es sinnvoll die Bewegung der Atome zu vernachlässigen.

Die Anregung in den Rydberg-Zustand wird durch einen resonanten Laser erreicht. Ist ein Rydberg-Atom bereits angeregt verschiebt die Dipol-Dipol-Wechselwirkung die Resonanz-Frequenz, was die Anregung eines weiteren Rydberg-Atoms unterdrückt. Da die Dipol-Dipol-Wechselwirkung mit größerer Distanz abnimmt, erhält man einen Blockaderadius (**05**): innerhalb des Blockaderadius um ein Rydberg-Atom herum können keine weiteren Atome mehr in den Rydberg-Zustand angeregt werden. Erst außerhalb dieses Radius sind Anregungen wieder erlaubt. Die Experimentatoren an der Universität Stuttgart haben dieses Phänomen – die sogenannte Dipol-Blockade – in einem Quantengas beobachtet: je stärker die Wechselwirkung zwischen den Atomen war umso weniger Rydberg-Atome konnten angeregt werden. Da in diesem Fall nicht nur zwei Atome beteiligt sind, sondern viele Atome miteinander im Wechselspiel stehen, treten faszinierende Vielteilchen-Phänomene auf. So wurde im Experiment beobachtet, dass die Anzahl der Rydberg-Atome algebraisch von den Parametern wie Dichte und Stärke des treibenden Lasers abhängt. Der Exponent in diesem algebraischen Verhalten zeigt dabei universellen Charakter, d.h. unabhängig von der Atomsorte, der Verteilung der Atome und der Stärke der Wechselwirkung hat der Exponent immer die gleiche Form. Diese Eigenschaft ist bekannt durch die Universelle Skalentheorie von Phasenübergängen. Mit Hilfe der Forscher an der Universität Stuttgart ist es gelungen, die Beobachtung der Universellen Skalierung in Rydberg-Atomen mittels eines Quantenphasenübergangs zu verstehen.

6. Wenn die Natur mit gezinkten Würfeln spielt

Das Zinken von Karten und Würfeln war seit alters her eine beliebte Methode, um die Chancen im Glücksspiel zu beeinflussen und den Gewinn des „Schlitzohres" zu maximieren. Die unredliche Gewinnstrategie beruht im Allgemeinen auf einer Veränderung der Eintrittshäufigkeit eines einzelnen Würfelereignisses (in der Regel 1/6 pro Würfelseite) oder der von gleichzeitig geworfenen Würfeln durch gezielte Magnetisierung der Flächen. Durch diese Manipulation wird z. B. das Auftreten zweier Sechser häufiger, da Korrelationen zwischen den Ereignissen geschaffen wurden.



05

Rydbergblockade: Aus einem Ensemble ultrakalter und damit gefrorener Atome im Grundzustand $|g\rangle$ kann durch schmalbandige Laseranregung in einem bestimmten Bereich mit Radius a_{block} nur ein Rydberg atom $|ryd\rangle$ angeregt werden. Durch die stark repulsive van der Waals Wechselwirkung wird eine weitere Anregung in diesem Bereich verhindert. Weitere Atome können nur außerhalb dieses Blockaderadius angeregt werden. Da jedes Atom die gleiche Ausgangschance hat angeregt zu werden, gibt es viele mögliche gleichberechtigte und räumlich korrelierte Endzustände. Da in der Quantenmechanik alle gleichberechtigten Zustände in einer Überlagerung vorliegen können, entsteht bei dieser Anregung ein stark korrelierter Quantenzustand.

The mechanism of Rydberg blockade: If by narrow band laser excitation a Rydberg atom $|ryd\rangle$ is excited in a gas of ground state atoms $|g\rangle$ due to strong van der Waals interaction between Rydberg atoms a second one can only be excited at a distance a_{block}. As all atoms inside the blockaded area have equal right to carry the Rydberg excitation many spatially correlated finals states are possible. In quantum mechanics these possible final states can appear as a superposition state. This is how a strongly correlated many body quantum state is generated.

Natürlich folgen die Vorgänge in ultrakalten Quantengasen den Spielregeln der Physik und letztendlich ist es das Bestreben jedes Systems seine Unordnung (Entropie) unter Berücksichtigung von Nebenbedingungen (Energie, Teilchenzahl, etc.) zu maximieren. Dabei sind die Wechselwirkungen zwischen Atomen, sowie deren Statistik (Bosonen, Fermionen) von großer Bedeutung, da erst dadurch Korrelationen zwischen den Teilchen entstehen können und diese wiederum bei der Maximierung der Unordnung einen wichtigen Einfluss haben. Neben diesen Effekten hat aber auch das Aussehen des „Spielfeldes" einen starken Einfluss auf die Entwicklung des Zustandes eines Systems. D.h. die geometrische Form und die Abmessungen (Längenskalen) des physikalischen Behältnisses, welches das atomare Gas in einer Ultrahochvakuumkammer umschließt, sind maßgebend für dessen Dynamik.

Mit Hilfe von optischen Laserstrahlen, niederfrequenten elektromagnetischen Wellen (Radiowellen, Mikrowellen), sowie statischen magnetischen und elektrischen Feldern ist es heute möglich beliebige Kräfte im Vakuum zu erzeugen, so dass Atome berührungsfrei gefangen und über lange Zeiten (100s) hinweg gehalten werden können. Diese elektromagnetischen Strahlungskäfige sind so flexibel, dass sie zeitabhängig deformiert werden können. Damit ist es schließlich möglich

- 0-dimensionale Punktgitter,
- 1-dimensionale Wellenleiter,
- 2-dimensionale Schichtstrukturen und
- 3-dimensionale mesoskopische Volumenstrukturen

zu generieren und stetig ineinander zu verformen. Die Periodizität dieser Struktu-

ren kann einerseits dazu verwendet werden viele identische präparierte Versuche parallel durchzuführen und somit eine exzellente Signalausbeute zu erzielen, oder durch Kopplung der Subsysteme Korrelationen im Gesamtsystem entstehen zu lassen. Bei den tiefstmöglichen Temperaturen, die in unserem Forschungsprojekt erzielt werden, können atomare Korrelationen entstehen, die die Gesetze der klassischen Statistik (Spieltheorie) verletzen und erst wieder mit Hilfe der Quantenmechanik erklärt werden können.

In niedrigdimensionalen Strukturen wie optischen Gitterkristallen oder eindimensionalen Wellenleitern treten Quanteneffekte besonders deutlich hervor, da der zur Verfügung stehende Phasenraum durch die Fallenpotentiale beschränkt wird. Der im Allgemeinen 6-dimensionale Einzelteilchenphasenraum ist hierbei der Zustandsraum, in dem die Bewegung eines Teilchens in drei Raumdimensionen unter Angabe von Impuls und Ort eines Teilchens $(\vec{p}, \vec{x})$ beschrieben werden. Bei gewöhnlichen Temperaturen ist die Wahrscheinlichkeit zwei Teilchen in einem kleinen Phasenraumvolumen $\Delta^3x\Delta^3 p/\hbar^3$ gleichzeitig anzutreffen verschwindend gering. Die Größe der Phasenraumzelle wird in Einheiten des Planckschen Wirkungsquantum $\hbar$ angegeben. Sobald die Temperatur unter einen kritischen Wert fällt, der durch die Masse der Teilchen und die Form der atomaren Falle gegeben ist, wird die Ununterscheidbarkeit der Teilchen relevant und führt im Falle von Bosonen zur Bose-Einstein Kondensation (BEC) und für Fermionen zur sogenannten Entartung, bei der die quantenmechanischen Wellenpakete der einzelnen Teilchen aneinander stoßen.

In niedrigdimensionalen Strukturen werden die Bewegungsfreiheitsgrade eingeschränkt und, um weiterhin die Heisenbergsche Orts-Impuls Unschärfebeziehung $\Delta^3x\Delta^3 p \geq \hbar^3$ erfüllen zu können, muss die Bewegung in der unbeschränkten Richtung besonders starke Fluktuationen erfahren.

7. Quantenfelder à la carte in optischen Gitterkristallen

Am Anfang der Forschung mit dreidimensionalen BECs standen vor allem Experimente zum Wellencharakter des Kondensats, der für die Suprafluidität sowie faszinierende Zustände wie quantisierte Wirbel, Wirbelgitter oder Solitonenwellen verantwortlich ist. Die Suche nach den dazu komplementären Teilcheneigenschaften bosonischer Felder wurde hingegen erst von Erfolg gekrönt, als man begann, Kondensate in tiefe optische Gitterkristalle zu laden. Mit Hilfe gegenläufiger Laserwellen lassen sich beinahe beliebige ein-, zwei- oder dreidimensionale optische Gitterkristalle innerhalb einer Hochvakuumkammer erzeugen. Bewegen sich Atome in einem solchen Lichtfeld, erfahren sie ein der Lichtwellenlänge entsprechendes periodisches Potential. Die Tiefe des Potentials entspricht dabei der Intensität des Lasers und ist somit voll kontrollierbar.

Besonders eindrucksvoll wurde der Welle-Teilchen-Dualismus eines wechselwirkenden bosonischen Gases durch den periodischen Kollaps und die phasenkohärente Wiederherstellung der kollektiven Wellenfunktion im dreidimensionalen optischen Gitterkristall demonstriert. Der Forschergruppe um T. Hänsch und I. Bloch am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching gelang mit zwei spektakulären Experimenten der Nachweis des Teilchencharakters der Anregungen bosonischer Quantenfelder. In beeindruckender Klarheit wurde zuerst der Quantenphasenübergang vom superfluiden Zustand eines BE Gases zu der, aus der Festkörperphysik bekannten, Mott-Isolator-Phase erreicht. In einem dazu komplementären Versuch wurden Überlagerungszustände von mehreren Teilchen präpariert. Der beobachtete, zeitlich periodische Kollaps und die vollständige Wiederherstellung des ursprünglichen Zustandes beweisen die quantisierte Natur bosonischer Materiewellenfelder und die Phasenkohärenz atomarer Stöße.

In einem wegweisenden theoretischen Beitrag zeigte die Innsbrucker Forscher-gruppe um P. Zoller und I. Cirac, dass in einem solchen tiefen optischen Gitter die wesentlichen Grundzustandseigenschaften des Gases durch das sogenannte Bose-Hubbard-Modell beschrieben werden. Im Rahmen dieses Modells dürfen Atome nur den untersten lokalisierten Wannier-Zustand am jeweiligen Gitterplatz i besetzen. 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 $U > 0$ zwischen den Teilchen immer größere Energien erfordert. Der Energieaustausch im Gitter ist deshalb nur durch quantenmechanisches Tunneln J zwischen benachbarten Stellen möglich. Formal wird dieses Modell durch den Energieausdruck

$$\hat{H} = -J\sum_{\langle i,j \rangle} a_i^{\dagger} a_j + U/2 \sum_i \hat{n}_i(\hat{n}_i - 1)$$

beschrieben.

Was ist nun der wesentliche Unterschied zwischen einer klassischen Schwingung, z.B. einer Gitarrenseite, einem kohärenten Quantenzustand und einem Fock-Zustand mit fester Teilchenzahl eines Bose-Feldes? Zerlegt man die Gitarrenseite in diskrete Glieder i, so besitzt jedes dieser Elemente gleichzeitig eine wohl definierte Auslenkung $|\alpha_i|$ sowie eine relative Phase φ_i. Die Amplituden des bosonischen Quantenfeldes sind ebenfalls diskret, allerdings muss man hier für jeden Freiheitsgrad i die Heisenbergsche Unschärferelation $\Delta n_i \Delta\varphi_i \geq 1$ berücksichtigen, nach der die Teilchenzahl pro Gitterplatz n und die Phase φ 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 weiterhin minimal ist. 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 völlig unscharf bleibt. Deshalb ist auch keine relative Phasenbeziehung zwischen den Gitterplätzen möglich. Im Experiment ist nun über die Tiefe der optischen Gitters 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 bis mittlerer Tiefe ($U/J < 1$) wird sich deshalb ein superfluider Bose-Kondensatzustand ausbilden, der zwar an den Gitterpunkten Poissonsche (bzw. sub-Poissonsche) Teilchenzahlfluktuationen aufweist, aber immer noch relative Phasen zwischen den Gitterplätzen zulässt. Überschreitet nun U/J einen von der Gittergeometrie abhängigen Wert, so durchläuft das Vielteilchensystem diskontinuierlich einen Quantenphasenübergang zum Mott-Isolator, in dem lokale Teilchenzahlfluktuationen unterdrückt sind (Fock-Zustand). Deshalb kann sich auch keine relative Phase mehr zwischen den Gitterplätzen einstellen. Der experimentelle Nachweis dieses Quantenphasenüberganges hat seitdem zu einer Vielzahl neuer Experimente mit bosonischen und fermionischen Gasen in Gittern geführt.

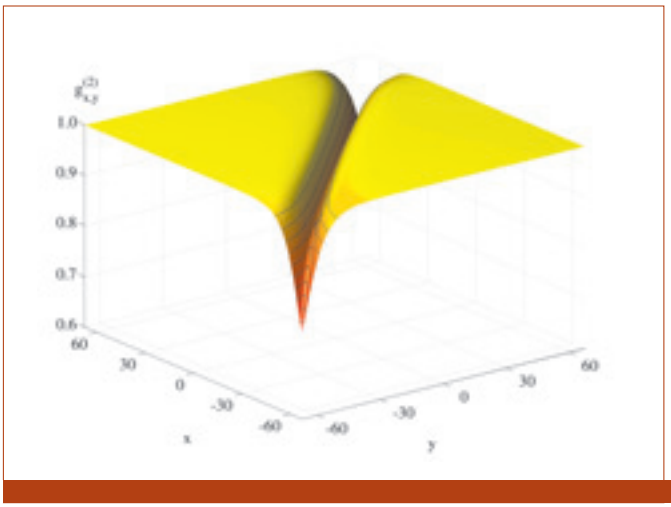
8. Wechselwirkung in niedrigen Dimensionen

Die große Mobilität unserer Gesellschaft führt im Straßenverkehr zu einer zunehmenden Häufigkeit von Verkehrsstaus. Besonders ärgerlich sind hierbei die Verkehrsinfarkte auf Autobahnen, die ohne erkennbares Hindernis ab einer bestimmten Fahrzeugdichte lokal zum Zusammenbruch des Verkehrsflusses führen, um sich nach entsprechender Wartezeit wieder aufzulösen. Diese Instabilität im Fahrzeugfluss ist eng mit der Eindimensionalität des Straßenverkehrs verknüpft.

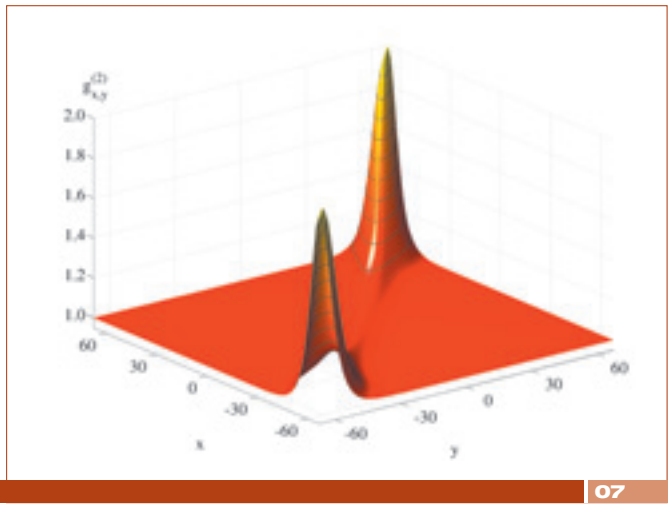
Analoge Phänomene sind in vielen eindimensionalen physikalischen Systemen wiederzufinden. Bei den niedrigsten Temperaturen, die in unseren Forschungsprojekten betrachtet werden, bereichert jedoch die Quantenmechanik und Ununterscheidbarkeit der atomaren Teilchen diese Systeme mit neuen Effekten. Im Hinblick auf die zunehmende Miniaturisierung von Leiterbahnen auf elektronischen Bauteilen ist das grundlegende Verständnis der niedrigdimensionalen Vielteilchenquantenphysik auch von großer praktischer Bedeutung.

Die Realisierung eindimensionaler Strukturen mit optischen Gitterpotentialen war ein großer Durchbruch in dieser Richtung, da nun erstmals diese Physik mit neutralen Atomen in Abwesenheit von störenden Hintergrundeffekten studiert werden kann. Mit Hilfe von leistungsstarken Lasern ist es möglich viele parallele, prolate (zigarrenförmige) quasi eindimensionale Potentiale herzustellen in den hunderte bosonische oder fermionische Atome pro Potentialtopf gehalten werden können. Bei den niedrigsten Temperaturen (kinetischen Energien) ist Bewegung in radialer Richtung „ausgefroren" (energetisch verboten) und nur mehr in der verbleibenden Richtung möglich.

Wenn nun der virtuelle Durchmesser eines Atoms (Streuquerschnitt) größer ist als die



06



07

Zweiteilchenkorrelationsfunktion in einem quasi eindimensionalen harmonischen Oszillator mit Frequenz ω, N=100 Teilchen und Temperatur T=0.

Two particle correlation function in a quasi one dimensional harmonic oscillator with trap frequency ω, N=100 particles and a temperature T=0

07
Zweiteilchenkorrelationsfunktion für gleiche Parameter aber bei Temperatur $T = 10\ \hbar\ \omega/k_B$

Two particle correlation function for the same set of parameters but a finite temperature of $T = 10\ \hbar\ \omega/k_B$

Grundzustandsausdehnung der Wellenfunktion in radialer Richtung, so wird die Begegnung zweier Atome zum Hochseilakt, d.h. zwei gegenläufige Seiltänzer müssen jeweils umkehren oder quantenmechanisch Tunneln. Dieses theoretische Problem, d.h. die Lösung der eindimensionalen Vielteilchen Schrödingergleichung mit paarweisen Kontaktpotentialen wurde bereits in den 30iger Jahren von Hans Bethe gelöst und viele der exakt lösbaren quantenfeldtheoretischen Modelle beruhen auf seinem genialen Ansatz.

Im Falle bosonischer Atome mit repulsiven Wechselwirkungen kann man nun durch die Variation des radialen Einschlusses bzw. der Atomzahl den Übergang vom schwach korrelierten Bose-Gas zum stark korrelierten Bose Gas im Tonks-Girardeau Regime beobachten. Paradoxerweise zeigen in diesem Grenzfall die Teilchen eine zunehmende gegenseitige Aversion je weniger vorhanden sind. Dies wird als Fermionisierung des Bosegases bezeichnet, da im Grenzfall die Wahrscheinlichkeit, zwei Teilchen am gleichen Ort zu finden, verschwindet. Diese Zweiteilchenkorrelationsfunktion $g^{(2)}(x,y)$ ist proportional zur Wahrscheinlichkeit, sukzessive zwei Teichen an den Orten x und y aus dem Gas zu entnehmen. In **06** und **07** ist zu sehen, dass sich bei Temperatur $T=0$ Teilchen an den Orten $x=y$ vermeiden, während dies bei endlichen Temperaturen nicht mehr notwendig ist und eine erhöhte Aufenthaltswahrscheinlichkeit an Orten geringer Dichte (am Rand) entsteht.

9. Präparation von schockgefrorenen Quantengasen

Um die beschriebenen Phänomene beobachten zu können, müssen Gase sehr schnell in den Mikro- oder Nanokelvin Bereich abgekühlt werden. Für einen solchen Kühlschank braucht man ein Kühlmittel und einen isolierenden Behälter.

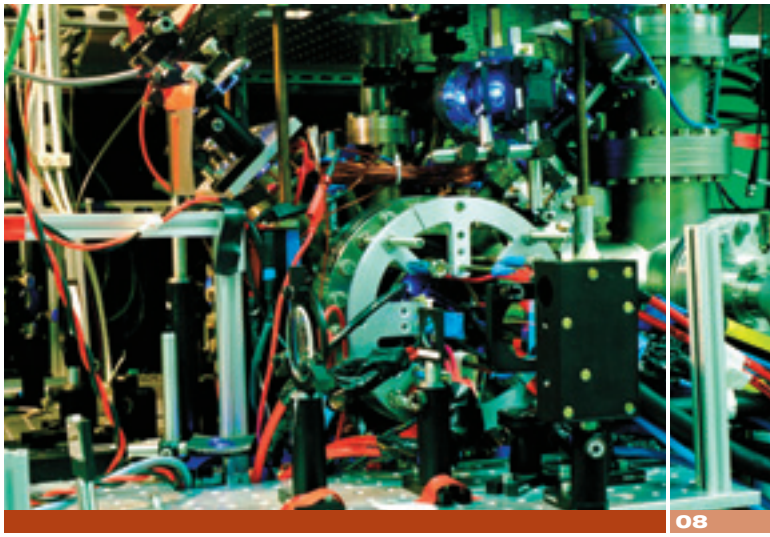
Da die Temperaturen weit unterhalb dessen liegen, was ein kryogenes System erzeugen kann, werden als „Behälter“ elektromagnetische Felder benutzt, deren Fluktuationen man sehr gut kontrollieren kann. Geeignet sind hierfür magnetische Atome als statische Magnetfallen. Da man prinzipiell nur lokale Magnetfeldminima im Vakuum erzeugen kann, können dort nur Atome in Zuständen gefangen werden, deren Energie mit dem Magnetfeld ansteigt. Das bedeutet aber notwendigerweise, dass es energetisch tiefer liegende nicht fangbare Zustände gibt. Dadurch ist eine Magnetfalle prinzipiell durch Relaxationsmechanismen begrenzt. Dennoch werden die meisten Quantengase in Magnetfallen gehalten, weil sie technisch sehr gut zu handhaben sind und die Relaxationszeitskalen für viele Atomsorten Speicherzeiten im Bereich von vielen Sekunden erlauben. Alternativ dazu werden auch immer mehr optische Pinzetten eingesetzt, welche die polarisierbaren Atome im Fokus eines Laserstrahls fangen. Da die Polarisierbarkeit in guter Näherung nicht vom magnetischen Zustand der Atome abhängt, können alle magnetischen Zustände gleichermaßen gefangen werden, insbesondere auch der tiefstliegende Grundzustand, der nicht mehr weiter relaxieren kann und sich nicht magnetisch fangen

lässt. Die Isolation der gefangenen Gase von der heißen Umwelt erfolgt durch ein sehr gutes Vakuum ($< 10^{-11}$ mbar). Bei diesem Druck ist die Wahrscheinlichkeit einer Kollision zwischen einem heißen Raumtemperaturatom, das von der Vakuumkammerwand emittiert worden ist, mit einem ultrakalten gefangenen Gas Atom kleiner als 1 pro 100 Sekunden.

Genauso wichtig wie der Behälter und die Isolation ist natürlich das Kühlmittel. Da keine Standardkühlmittel wie z.B. flüssiges Helium in den Nanokelvin Bereich vorstoßen können, wird zunächst ein Laserfeld benutzt, um die Atome abzukühlen. Obwohl das zunächst gewöhnungsbedürftig klingt, fungiert tatsächlich ein Laserfeld als Kühlmittel, welches die Bewegungsenergie der Atome in einem Gas dadurch abtransportiert, dass die gestreuten Photonen etwas mehr Energie haben als die eingestrahlten. Die Erfindung und Beschreibung der Methode der Laserkühlung wurde 1997 mit dem Nobelpreis für Physik an Chu, Phillips und Cohen Tannoudji ausgezeichnet. Die wesentliche Erkenntnis ist, dass die Photonen durch ihren Impuls in der Lage sind, Atome abzubremsen. Der Impulsübertrag eines einzelnen Photons auf die Atome ist sehr klein, aber da die Photonenstreurate der Atome sehr hoch sein kann, können sehr viele Photonen gestreut werden und so Bremsbeschleunigungen auf die Atome ausgeübt werden, die 100.000mal der Erdbeschleunigung entsprechen. Werden alle Tricks der Atom-Licht Wechselwirkung ausgespielt, können so innerhalb von Bruchteilen einer Sekunde Temperaturen im Mikrokelvinbereich erreicht werden. Zur Erzeugung der Quantengase schließt sich dann typischerweise noch ein etwas langsameres aber ebenfalls sehr effizientes Verfahren an: die Verdampfungskühlung. Hierzu nutzt man aus, dass die kalten Atome in ihren Fallen durch die Laserkühlung auch schon so hohe Dichten erreichen, dass durch elastische Stöße immer ein thermisches Gleichgewicht vorliegt. Entfernt man nun selektiv die heißesten, bleibt ein kälteres und für bestimmte Fallenformen auch dichteres Gas zurück. Das bedeutet, obwohl man Teilchen aus dem Gas verliert, steigt die Dichte und die Temperatur fällt. Mit dieser Methode kann man Temperaturen erzeugen, bei der die Atome sich langsamer bewegen als die Geschwindigkeit, die der Rückstoß eines einzelnen Photons auf die Atome übertragen würde. In Zahlen ausgedrückt sind das Geschwindigkeiten von wenigen Millimetern pro Sekunde und Temperaturen im Nanokelvin Bereich. Bei diesen Temperaturen findet wie eingangs beschrieben bei bosonischen Atomen der Übergang zu einem Bose-Einstein Kondensat statt. Dabei befinden sich in guter Näherung alle ununterscheidbaren Atome in ein und demselben Materiewellenzustand und können Interferenzphänomene zeigen (**09**).

10. Zusammenfassung und Ausblick

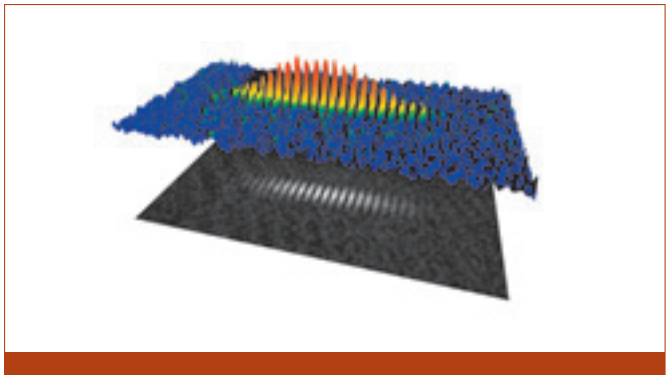
Die beschriebenen Möglichkeiten, die Wechselwirkungen zwischen ultrakalten Atomen bzw. Molekülen in ihrer Stärke und in ihrem Charakter zu kontrollieren, erlauben



08

Vakuumapparatur mit Magnet- und optischer Falle zur Präparation und Speicherung eines Quantengases. Im gezeigten Aufbau am 5. Physikalischen Institut der Universität Stuttgart ist erstmalig ein Bose-Einstein Kondensat aus Chromatomen erzeugt und damit ein rein dipolares Kondensat präpariert worden.

Vacuum apparatus to prepare trap and investigate a quantum gas. In this chamber at the 5th Institute of physics at the University of Stuttgart the first chromium Bose-Einstein condensate was prepared. Researchers could for the first time observe a purely dipolar quantum gas in this setup.

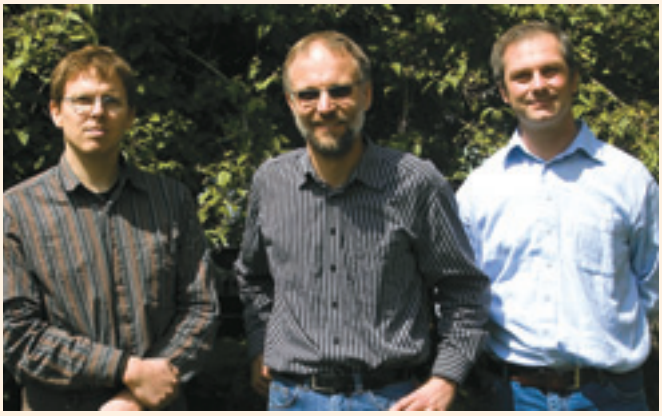


09

Interferenz zweier Quantengase: Aufgrund der Quantennatur der Materie kommt es bei der Überlagerung zweier Quantengase zu konstruktiver und destruktiver Interferenz. Hier wird das für zwei Chrom Kondensate gezeigt, die ursprünglich einen Abstand von sieben Mikrometern hatten und dann in freier Expansion überlagert wurden. Deutlich sichtbar ist die periodische Dichtemodulation aufgrund der Interferenz der Materiewellen. Die Gesamtausdehnung des Kondensats beträgt hier nach der Expansionsphase von 18 Millisekunden etwa 0.3 Millimeter.

Interference of two quantum gases: Due to the quantum nature of matter the superposition of two quantum gases causes constructive and deconstructive interference. The figure shows the inference pattern of initially two chromium condensates, which were separated by a distance of 7 micrometer after free expansion. The periodic density modulation is clearly visible because of the interference of the matter waves. The overall expansion of the condensate is approximately 0.3 milimeter after a 18 millisecond expansion.

DIE AUTOREN



Tilman Pfau

(m.) hat 1994 an der Universität Konstanz bei Prof. Mlynek promoviert. Nach einem Aufenthalt an der ENS in Paris hat er sich in Konstanz auf dem Gebiet der Atomoptik habilitiert und wurde nach einem Aufenthalt am MIT in Cambridge im Jahr 2000 nach Stuttgart berufen. Seitdem leitet er das 5. Physikalische Institut an der Universität Stuttgart. Seine Arbeitsgebiete sind die experimentelle Atom- und Quantenoptik.

Hans Peter Büchler

(l.) hat an der ETH Zürich, Schweiz, bei Prof. G.Blatter im Jahr 2003 promoviert. Nach einem längerem Aufenthalt an der Universität Innsbruck in der Gruppe von Prof. P. Zoller, hat er im Jahr 2007 den Ruf an die Universität Stuttgart ins Institut für Theoretische Physik III unter der Leitung von Prof. A. Muramatsu bekommen.

Reinhold Walser

(r.) hat 1995 bei Prof. P. Zoller an der Universität Innsbruck promoviert. Nach einem Post-Doc Aufenthalt in Boulder Colorado (JILA/Universität Boulder Colorado) und einem weiteren von der Österreichischen Akademie der Wissenschaften geförderten Forschungsaufenthalt in Boulder, wurde er an der Universität Ulm habilitiert, wo er seit 2003 am Institut für Quantenphysik bei Prof. W. P. Schleich arbeitet.

Kontakt

5. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart
Pfaffenwaldring 57, 70550 Stuttgart, Tel.: 0711/685-664820, Fax: 0711/685-63810
E-Mail: t.pfau@physik.uni-stuttgart.de

es, zahlreiche aktuelle Fragen der Vielteilchenquantenphysik modellhaft zu studieren. Neben dem grundsätzlichen Interesse an diesen Systemen lassen sich viele ungelöste Fragestellungen aus der Forschung an Quantenmaterialien, wie z.B. Hochtemperatursupraleitern auf diese Modellsysteme abbilden. Sie können damit zum vertieften Verständnis dieser Materialien und ihrer konsequenten Weiterentwicklung entscheidend beitragen. Auf dem weiten Gebiet zwischen den Quantengasen und der festen Quantenmaterie ergeben sich nachhaltige Perspektiven für die Grundlagenforschung, welchen z.B. im Sonderforschungsbereich SFB/TRR21 in Stuttgart, Ulm und Tübingen nachgegangen wird.

Tilman Pfau, Hans Peter Büchler, Reinhold Walser

Beim Bau der höchsten Gebäude, längsten Brücken und grössten Passagierflugzeuge wird auf die marktführenden Vermessungslösungen von Leica Geosystems vertraut. Unsere hochqualifizierten Mitarbeiter entwickeln, produzieren und vertreiben, worauf sich unsere Kunden Tag für Tag auf der ganzen Welt verlassen: Innovation, Präzision, Zuverlässigkeit und Effizienz.

■ **Besuchen Sie uns unter www.leica-geosystems.com**

- when it has to be **right** Leica Geosystems

Be-**Lufthansa**.com/**Technik**/engineers

Could you fit this on an airplane?

A career at Lufthansa Technik offers some unusual challenges. Like customising a jet to accommodate a luxury bathroom. Or visiting China to train mechanical engineers at one of our partner companies.

As well as being the world's leading aircraft maintenance and repair company, Lufthansa Technik work at the cutting-edge of the aviation industry. Many of our innovations have become standard world-wide. If you have a diploma in industrial engineering, aerospace engineering, electrical engineering or aircraft construction why not join us?

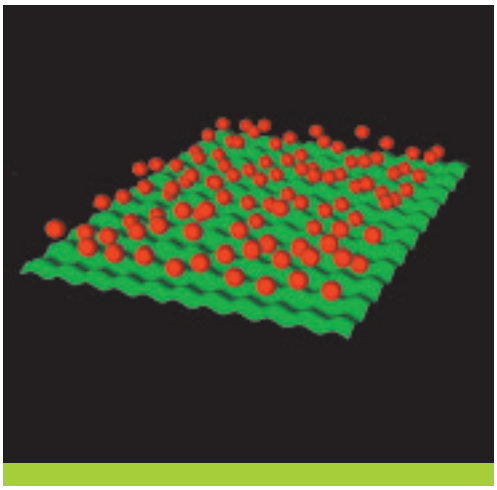
Whatever your interest, you'll find plenty of scope for your talents. We'll give you a flexible work schedule, the benefits of a global company, a great working atmosphere and all the responsibility you can handle.

Be who you want to be
Be-**Lufthansa**.com

Lufthansa
The Aviation Group

Eigenschaften der Quantenmaterie

Zur Theorie der Quantenkorrelationen in Mott-Materie, kalten Gasen und mesoskopischen Systemen



Bekanntlich besteht alle Materie aus einer großen Anzahl verschiedener Atome, welche – je nach Zusammensetzung – die Eigenschaften der betrachteten Materie bestimmen. Während bei herkömmlicher Materie die Zusammensetzung im Allgemeinen von der Natur diktiert wird, sind wir im Bereich der Quantenmaterie an einen Punkt gelangt, wo gezielt gewünschte Eigenschaften eingestellt werden können. Naturgemäß wächst die Komplexität dieser Eigenschaften mit der Anzahl der zur Verfügung stehenden Freiheitsgrade und deren Wechselwirkung an. Eines der aktuellen Forschungsziele im Bereich der kondensierten Materie ist es, stark korrelierte Quantensysteme soweit zu verstehen, dass die Beherrschung ihrer Eigenschaften möglich wird.

Bevor wir konkrete, aktuelle Beispiele stark korrelierter Quantensysteme diskutieren, wollen wir den Begriff der Korrelation zunächst genauer präzisieren. Dazu betrachten wir zunächst ein schwach korreliertes System, d.h. ein System, bei dem der Zustand einer Komponente weitgehend unabhängig vom Zustand der anderen Komponenten ist. In so einem Fall ist es möglich, allgemeine Eigenschaften des Systems durch diejenigen der einzelnen Komponenten zu beschreiben. Ein wohlbekanntes Beispiel dafür sind die gewöhnlichen Metalle, wie zum Beispiel Kupfer, Eisen oder Blei.

Obwohl Metalle seit Jahrtausenden der Menschheit bekannt sind, konnten ihre physikalischen Eigenschaften erst mit Hilfe der Quantenmechanik wirklich verstanden werden. Das Tieftemperaturverhalten ihrer spezifischen Wärme kann der Physiker z.B. durch die Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion, welche die statistischen Eigenschaften von Elektronen (Fermionen) beschreibt, erklären. Fermionen gehorchen der Fermi-Dirac-Statistik, der das Pauli-Ausschlussprinzip zugrunde liegt. Dieses besagt, dass zwei Fermionen nie denselben Quantenzustand besetzen können. Dennoch sieht man bei genauerer Betrachtung der Berechnungen der spezifischen Wärme, dass man dort nichtwechselwirkende Teilchen angenommen hat, während Elektronen geladen sind, so

dass sie unter Umständen einer sehr starken Coulomb-Wechselwirkung unterworfen sein können. Die Lösung dieses Widerspruchs hat die Physiker lange beschäftigt. Es war der geniale russische Physiker Lev Landau, der vorschlug, dass die für die grundlegenden Eigenschaften in einfachen Metallen verantwortlichen elementaren Anregungen Quasiteilchen sind, welche dieselben Quantenzahlen wie die Elektronen besitzen (d.h. Spin $S=1/2$ und Ladung $Q=e$), die aber bei niedrigen Energien bzw. Temperaturen nur schwach miteinander wechselwirken. Systeme, die solche Quasiteilchen besitzen, werden als Landau-Fermiflüssigkeiten bezeichnet. Hinter der Lösung des Widerspruchs steht das Pauli-Ausschlussprinzip, das dafür sorgt, dass selbst wenn die Wechselwirkungsstärke groß sein kann, die Wahrscheinlichkeit, dass zwei Fermionen miteinander wechselwirken, bei kleinen Energien stark abnimmt und somit schwach wechselwirkende Quasiteilchen entstehen.

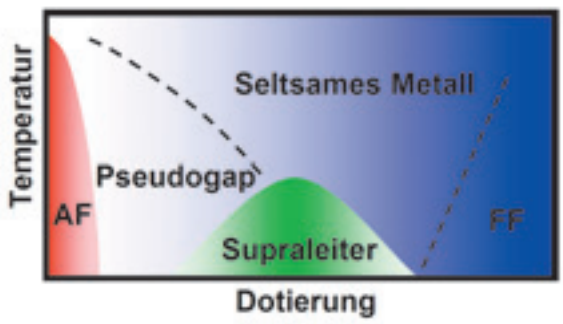
Im Gegensatz zu schwach wechselwirkenden Systemen zeichnen sich stark korrelierte Systeme dadurch aus, dass ihre Eigenschaften erst durch das Zusammenwirken vieler Komponenten und nicht durch die einzelnen bestimmt werden. So spricht man hier von emergenten Phänomenen, welche sich mit herkömmlichen theoretischen Methoden kaum vorhersagen lassen. Ein prominentes Beispiel hierfür sind die Hochtemperatur-Supraleiter (HTSL). Seit der Entdeckung dieser Materialien sind wir mit einer Reihe von Verbindungen konfrontiert, die experimentell auf Abweichungen vom Fermiflüssigkeitsverhalten hinweisen.

1. Hochtemperatur-Supraleiter

Wir rufen zunächst einige Grundeigenschaften der HTSL in Erinnerung. Allen HTSL gemeinsam sind CuO_2-Schichten, die durch Änderung der chemischen Komposition der Umgebung dotiert werden können. Je nach Umgebung werden Elektronen in diese Schichten hinzugefügt (hier spricht man von Elektron-dotierten Verbindungen) oder aus den CuO_2-Schichten entfernt (Loch-dotierte HTSL). Da letztere die höchsten Sprungtemperaturen aufweisen und die ausgeprägtesten Anomalien zeigen, diskutieren wir im Folgenden nur den Fall der Dotierung mit Löchern.

Ohne Dotierung stellen die CuO_2-Schichten einen Isolator dar, wobei $S=1/2$ magnetische Momente an den Kupfer-Ionen antiferromagnetisch angeordnet sind. Dieser Zustand, Mott-Isolator genannt, ist ein erstes Merkmal der starken Korrelation in diesen Systemen, denn das magnetische Moment $S=1/2$ pro Kupfer-Ion gehört einem Elektron, das unter normalen Umständen (z.B. in einem konventionellen Metall) zur Leitfähigkeit beitragen würde. Die Tatsache, dass die Elektronen jedoch lokalisiert sind, ist eine Folge einer starken, lokalen Wechselwirkung, welche Zustände mit zwei Elektronen pro Gitterplatz stark unterdrückt. Da sich ohne Dotierung im Mittel ein Elektron pro Gitterplatz befindet, ist es für die Elektronen energetisch nicht möglich, von einem Gitterplatz zum nächsten zu „hüpfen".

Durch Dotierung erhält man ein Metall, das supraleitend werden kann. Die Sprungtemperatur ist zunächst eine ansteigende Funktion der Dotierung, bis eine optimale Dotierung erreicht wird, die durch den höchsten Wert der Sprungtemperatur



01

Generisches Phasendiagramm der Hochtemperatursupraleiter mit den Kontrollparametern Dotierung und Temperatur. AF bezeichnet die antiferromagnetisch geordnete Region bei kleinen Dotierungen. Supraleitung findet man erst bei endlicher Dotierung innerhalb des kuppelartigen Bereiches. Zwischen dem AF und dem supraleitendem Gebiet zeigen diese Materialien eine Pseudogap Phase, während bei hohen Dotierungen Fermiflüssigkeitsverhalten (FF) vorliegt. Oberhalb der supraleitenden Kuppel wird ebenfalls unkonventionelles (seltsames) metallisches Verhalten beobachtet.

Generic phase diagram of the high-temperature superconductors with control parameters doping and temperature. AF denotes the antiferromagnetic ordered region for small doping. Superconductivity is found at finite dopings inside the dome-like region. Between the AF and the superconducting regime, these materials exhibit a pseudogap phase, whereas at high doping Fermi-liquid behavior is recovered. Above the superconducting dome, these systems exhibit unconventional (strange) metal properties.

gekennzeichnet ist. Dieser Wert kann bis um das Fünffache höher sein als die höchsten Sprungtemperaturen der bis zur Entdeckung der HTSL bekannten Supraleiter. Die oben erwähnten Anomalien sind am deutlichsten im unterdotierten Bereich zu sehen, d.h. bei Dotierungen, die kleiner als die optimale sind. So zeigt dort die elektronische spezifische Wärme anstatt des üblichen linearen Verlaufs mit der Temperatur eine viel stärkere Abnahme, welche durch die Öffnung einer Energielücke phänomenologisch erklärt werden kann. Auch zeigt die Pauli-Suszeptibilität, welche die Änderung der Magnetisierung durch ein konstantes Magnetfeld beschreibt, eine starke Abnahme mit abnehmender Temperatur im Gegensatz zu einer Fermiflüssigkeit, bei der diese Größe temperaturunabhängig ist. Deswegen spricht man von einem *Pseudogap*-Verhalten im unterdotierten Bereich.

Wie schon bei der Diskussion im schwach korrelierten Fall erwähnt wurde, entsteht eine Fermiflüssigkeit ganz allgemein aufgrund der Fermi-Dirac-Statistik der Elektronen. Das weisst darauf hin, dass nur singuläre Wechselwirkungen zum Zusammenbruch einer Fermiflüssigkeit führen können. Eine solche Situation findet man bei wechselwirkenden Elektronen in einer Dimension vor, wo eine störungstheoretische Behandlung der Wechselwirkung zu Singularitäten führt. Anstelle einer Fermiflüssigkeit bildet sich bei einer repulsiven Wechselwirkung eine Luttinger-Flüssigkeit. Dieser Zustand zeichnet sich dadurch aus, dass das eindimensionale Metall keine Fermikante besitzt, und elementare Spinanregungen (*Spinons*) und Ladungsanregungen (*Holons*) die Quasielektronen bzw. Quasilöcher einer Fermiflüssigkeit ersetzen. Hier spricht man von der Spin-Ladungstrennung, da die Quantenzahlen für Spin und Ladung, welche in einer Fermiflüssigkeit ein und derselben elementaren Anregung (dem Quasiteilchen) zugeordnet werden, in einer Luttinger-Flüssigkeit den oben erwähnten neuen elementaren Anregungen zugeordnet werden: $S = 1/2$ und $Q = 0$ für Spinons und $S = 0$ und $Q = -e$ für Holons. Da Konsens darüber besteht, dass in den HTSL die Supraleitung in den CuO_2-Schichten zustande kommt, können die HTSL als zweidimensionale Systeme betrachtet werden, so dass es nicht zwingend ist, dass die Abweichungen vom Fermiflüssigkeitsverhalten durch eine Luttinger-Flüssigkeit erklärt werden. Vielmehr stellt sich die Frage, welche Bedingungen in zwei Dimensionen zu den oben erwähnten Anomalien führen können, und darüber hinaus, ob dieselben Gründe für die Supraleitung bei den hohen Temperaturen verantwortlich sind.

Etablierte theoretische Methoden sind bislang nicht in der Lage, die bei den HTSL beobachteten Anomalien zu erklären. Zwei Methoden sind hier zu erwähnen, um die bei stark korrelierten Systemen auftretenden Schwierigkeiten zu erläutern. Die Störungstheorie erlaubt es, Wechselwirkungseffekte als kleine Abweichungen eines nicht wechselwirkenden Systems zu berechnen. Dies bedeutet, dass das resultierende Verhalten sich nur quantitativ – aber nicht qualitativ – vom nicht wechselwirkenden Fall unterscheidet. Demnach kann nicht erwartet werden, dass Abweichungen vom Fermiflüssigkeitsverhalten auf dieser Weise geklärt werden können.

Ein anderer Zugang wird durch die Molekularfeldtheorie angeboten. Hier wird die Wechselwirkung durch eine gemittelte Form ersetzt. Wenn auch in diesem Fall keine Annahme über die Stärke der Wechselwirkung gemacht wird, vernachlässigt man dennoch vollständig die Fluktuationen um dieses mittlere Feld (*mean-field*), welche den korrelierten Zustand bestimmen. Für eine adäquate Beschreibung müssen Methoden eingesetzt werden, die störungstheoretische Ansätze vermeiden, um in der Tat stark korrelierte Quantensysteme ohne unkontrollierte Fehler zu behandeln. Weiterhin muss man Quantenfluktuationen korrekt beschreiben, da sie in niedrigen Dimensionen womöglich eine wesentliche Rolle spielen können. D.h. es ist wünschenswert, Methoden einzusetzen, die über Mean-Field-Näherungen, welche generell Fluktuationen vernachlässigen, hinaus gehen. Hier bieten sich vor allem numerische Methoden an.

Eine erste, naheliegende Alternative ist es, ein möglichst einfaches Modell stark korrelierter Systeme einzuführen und dieses dann mit Hilfe der uns heute zur Verfügung stehenden Computer numerisch exakt zu lösen. Ein solches Modell ist das sogenannte Hubbard-Modell, bei dem Elektronen von einem Gitterplatz zum nächsten hüpfen können und nur dann miteinander wechselwirken, wenn sich

zwei Elektronen mit entgegengesetzten Spinausrichtungen auf demselben Gitterplatz befinden. Im Fall einer starken Wechselwirkung und bei gleicher Anzahl von Elektronen und Gitterplätzen (d.h. im sog. halb-gefüllten Fall, da aufgrund der Fermi-Dirac-Statistik maximal zwei Elektronen einen Gitterplatz besetzen können), realisiert dieses Modell den Mott-Isolator. Deswegen ist dieses ein paradigmatisches Modell für die HTSL Materialien. Trotz seiner Einfachheit stellt sich schnell heraus, dass eine exakte numerische Lösung auch mit heutigen Supercomputern weitgehend ausgeschlossen ist, denn die Anzahl der quantenmechanischen Zustände, die das Modell annehmen kann, wächst exponentiell mit der Anzahl der Gitterplätze. Im Fall des Hubbard-Modells stehen den Elektronen vier Zustände pro Gitterplatz zur Verfügung, denn jeder Gitterplatz kann leer sein, einfach besetzt mit einem Elektron mit Spin rauf oder runter, oder doppelt besetzt sein. Gegeben N Gitterplätze, ist die Anzahl der möglichen Zustände 4^N. Mit heutigen Computern ist es möglich, Systeme mit N ca. 20 Gitterplätzen exakt zu lösen. Ist man aber an Phasenübergängen (z.B. zur Supraleitung oder Antiferromagnetismus) interessiert, sollte man in der Lage sein, möglichst große Systeme zu behandeln, um eine Extrapolation zu experimentell relevanten Systemgrößen ($N \sim 10^{23}$) erreichen zu können.

In Anbetracht der oben genannten Schwierigkeit, den gesamten Hilbertraum zu umfassen, bietet die Idee des *importance Sampling*, der die Monte-Carlo-Simulationen unterliegen, eine Möglichkeit, dieses Problem zu umgehen. Solche Simulationen werden vielfach bei klassischen Systemen eingesetzt, um numerisch exakte Ergebnisse, d.h. solche, die nur einen kontrollierbaren statistischen Fehler aufweisen, zu erzielen. Dabei werden Konfigurationen des Systems stochastisch erzeugt und je nach der dazugehörigen Wahrscheinlichkeit berücksichtigt oder verworfen. Diese Wahrscheinlichkeiten werden durch die grundlegenden Prinzipien der Statistischen Mechanik festgelegt. Dieselbe Idee kann aber auch bei quantenmechanischen Vielteilchensystemen angewandt werden, falls es gelingt, sie möglichst exakt durch ein klassischen System abzubilden, d.h. so, dass die bei der Abbildung auftretenden systematischen Fehler in einer kontrollierbaren Weise verringert werden können.

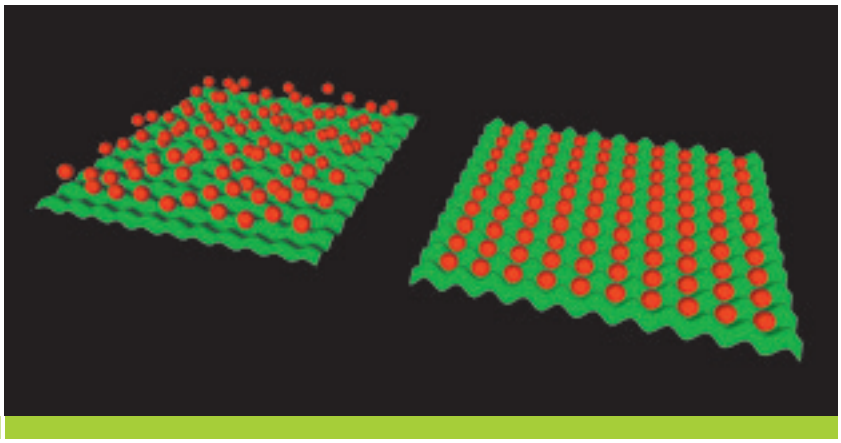
Leider lässt sich das Hubbard-Modell im Fall repulsiver Wechselwirkung und mit einer für die HTSL relevanten Elektronendichte (d.h. weg vom halbgefüllten Fall) nicht mit den bisherigen Monte-Carlo-Algorithmen behandeln. Der Grund dafür ist das sog. Vorzeichen-Problem. Dieses Problem entsteht generell bei Simulationen von Fermionen in zwei oder mehr Dimensionen, da die Wellenfunktionen für Fermionen antisymmetrisch bezüglich des Austausches zweier Teilchen sind. Dies bedeutet, dass während einer Simulation Beiträge mit wechselnden Vorzeichen auftreten, welche zu exponentiell wachsenden statistischen Fluktuationen (d.h. statistischen Fehlern) mit zunehmender Anzahl von Gitterplätzen oder mit abnehmender Temperatur führen.

Mit großem Erfolg konnten jedoch neue Simulationsalgorithmen entwickelt werden, die es erlauben, die magnetischen Eigenschaften der Mott-Isolatoren zu untersuchen. Dabei konnten insbesondere auch theoretische Vorhersagen getestet werden, welche die speziellen quantenmechanischen Vielteilcheneffekte dieser stark korrelierten Mott-Materialien aufzeigen. In den letzten Jahren hat sich in der Tat die Erforschung solcher Quanten-Magnete zu einem fundamentalen Gebiet der Festkörpertheorie entwickelt. Dabei wird speziell das Wechselspiel zwischen starken Quantenfluktuationen und magnetischen Frustrationseffekten untersucht. Letztere treten auf, wenn ein magnetisches System z.B. durch die geometrische Anordnung der Atome nicht alle magnetischen Wechselwirkungsenergien

SUMMARY

Das physikalische Verständnis quantenmechanischer Vielteilchensysteme gelingt seit der Entwicklung der Quantenmechanik durch die Identifizierung elementarer Anregungen, welche als schwach wechselwirkende Bausteine des Ganzen betrachtet werden können. In Systemen, die durch eine starke Korrelation der elementaren Bausteine gekennzeichnet sind, versagen jedoch bekannte theoretische Methoden wie die Molekularfeldtheorie, bei der die Wechselwirkung nur in gemittelter Form berücksichtigt wird, oder Störungstheorien, welche auf sehr schwache Korrelationen limitiert sind. Prominente Beispiele für stark korrelierte Quantensysteme sind die Hochtemperatur-Supraleiter, ultrakalte Atome in optischen Gittern und mesoskopische Systeme wie Quantenpunkte im sogenannten Kondo-Regime. In diesem Beitrag stellen wir die Hauptmerkmale solcher Systeme vor und geben einen Überblick über moderne theoretische Methoden, die Fortschritte beim Verständnis ihrer grundlegenden Physik erlauben.

Our current understanding of interacting quantum many-body systems is based on the identification of elementary excitations that can be considered as their weakly-interacting building blocks. However, in systems that are dominated by strong correlations among these building blocks, conventional theoretical methods such as mean field theory, that treat interactions in an averaged form only, and perturbation theory, valid for weak interactions, often fail to account for the most relevant physics. Prominent examples of such strongly correlated quantum systems include high-temperature superconductors, ultra-cold atoms in optical lattices, and mesoscopic systems such as quantum dots in the Kondo-regime. Here, we present the main features of such systems, and provide an overview of modern theoretical approaches, that allow for progress in our understanding of the physical principles that govern strongly correlated quantum matter.



02

Ultrakalte Atome (rot) auf einem periodischen optischen Gitter (grün). Im linken Bild ist der Fall eines schwachen Gitterpotentials illustriert, in dem die Atome in einem suprafluiden Zustand sind. Sie besitzen eine hohe kinetische Energie, und bewegen sich zwischen den Gitterplätzen her, so dass deren Besetzung stark fluktuiert. Wird jedoch das Gitterpotential erhöht, so wird das Quantentunneln der Atome zwischen den Gitterplätzen schließlich stark unterdrückt (rechtes Bild). Aufgrund starker Abstoßung der Atome bilden sie nun eine homogene Besetzung der einzelnen Gitterplätze aus, was zur Lokalisierung und einer damit einhergehenden Energielücke in den Anregungen führt. Das System bildet somit einen Mott-Isolator aus kalten Atomen.

Ultra-cold atoms (red) on a periodic optical lattice (green). The left panel illustrates the case of a weak lattice potential, for which atoms remain in a superfluid state, with dominant kinetic energy. Their tunneling between the lattice sites leads to strong fluctuations in the local site occupations. An increase of the lattice potential leads to the suppression of the quantum tunneling of the atoms, and the formation of a Mott-insulator of the cold atom gas (right panel). This leads to a homogeneous occupation of the lattice sites and the opening of an excitation gap.

minimieren kann. In solchen Systemen treten ganz neue magnetische Phasen auf, die durch komplex verschränkte Wellenfunktionen beschrieben werden. In der Tat kann durch Variation der Prozesse bei der Herstellung magnetischer Mott-Materie derzeit eine Vielzahl interessanter Phänomene experimentell untersucht werden. Zudem ist es in einigen Mott-Systemen gelungen, durch die Änderung kontrollierbarer äußerer Parameter, wie z.B. Druck oder Magnetfelder, Übergänge zwischen verschiedenen Quantenphasen zu steuern. Das Studium solcher Quantenphasenübergänge erlaubt einen weiteren faszinierenden Einblick in die Welt stark korrelierter Elektronensysteme, zu deren Verständnis neue theoretische Ansätze entwickelt werden müssen. Das betrifft auch wieder die numerische Simulation, denn im Fall starker Frustration tritt wiederum ein schwieriges Vorzeichen-Problem auf, das die Behandlung solcher Systeme mit numerisch exakten Quanten-Monte-Carlo Simulationen derzeit noch nicht erlaubt.

2. Stark korrelierte ultra-kalte Atome in optischen Gittern

Ein neues Beispiel für stark korrelierte Quantensysteme wurde vor wenigen Jahren in einem Experiment mit ultrakalten Atomen unter dem Einfluss eines Gitterpotentials vorgeführt, in dem der Übergang von einem Bose-Einstein-Kondensat zu einer Mott-Isolator-Phase nachgewiesen werden konnte. Hier gelten, wie im Fall der Fermionen, dieselben energetischen Argumente, um diesen Zustand zu verstehen. Dadurch, dass ultrakalte Atome bei sehr tiefen Temperaturen (~ Nanokelvinbereich) nur eine Kontaktwechselwirkung erfahren, stellen sie in einem optischen Gitter (d.h. ein periodisches Potential, das durch eine stehende Lichtwelle erzeugt wird) die beste Realisierung eines Hubbard-Modells dar, im Gegensatz zu den Systemen in der Festkörperphysik, wo das Hubbard-Modell nur den kurzreichweitigen Anteil der Coulomb-Wechselwirkung berücksichtigt.

Die oben erwähnten Experimente haben gezeigt, dass Quantengase besonders geeignet sind, Effekte, welche durch starke Korrelation hervorgerufen werden, modellhaft zu realisieren. Diese neue, faszinierende Entwicklung könnte zu neuartigen fermionischen Systemen neben den Hochtemperatur-Supraleitern führen. Ähnlich wie im Fall der Bose-Einstein-Kondensation mit bosonischen Atomen ist es möglich, fermionische Atome in einer magneto-optischen Falle einzufangen. Wie im Fall von Bosonen demonstriert, kann der stark korrelierte Limes durch die Überlagerung eines optischen Gitters erreicht werden. Es ist sogar denkbar, in solchen Systemen ähnliche Bedingungen wie in den Hochtemperatur-Supraleitern zu erreichen.

Da die ultra-kalten Atome in der Regel ladungsneutral sind, entspricht der supraleitende Zustand in diesem Fall einer Supraflüssigkeit, d.h. einer Flüssigkeit, die ohne Viskosität fließen kann. Seit der bahnbrechenden theoretischen Arbeit von Bardeen, Cooper und Schrieffer (BCS) im Jahre 1957 weiß man, dass der konventionelle supraleitende Zustand durch die Paarung von Elektronen zustande kommt. Auch im Falle der HTSL findet eine solche Paarung statt, allerdings mit einer besonderen Symmetrie der Paarwellenfunktion (d-Wellen-Supraleitung), welche die starke Abstoßung umgeht. Bei den ultra-kalten Atomen ist es möglich, mittels sog. Feshbach-Resonanzen, welche die Art der Kontaktwechselwirkung zwischen den Atomen kontrolliert, die Paarung der Fermionen durch eine anziehende Wechselwirkung hervorzurufen. Die Stärke der Wechselwirkung lässt sich vom schwachen bis zum starken Limes regeln. Bei einer schwachen Wechselwirkung liegt ähnlich wie bei konventionellen Supraleitern der BCS-Fall vor. Bei einer starken Wechselwirkung bilden sich Moleküle mit einer Ausdehnung, die kleiner als der mittlere Abstand zwischen den Teilchen ist. Dabei entsteht die Suprafluidität durch die Bose-Einstein-Kondensation der Moleküle.

Jüngste Experimente haben in beeindruckender Weise gezeigt, dass es möglich ist, den Übergang (*crossover*) von einem zum anderen Limes im Detail zu verfolgen. Hier wurde, wie bei den unterdotierten HTSL, ein Pseudogap-Verhalten beobachtet, so dass auch hier Abweichungen von einer Fermiflüssigkeit zu erwarten sind.

Eine theoretische Untersuchung des Pseudogapbereichs ist glücklicherweise mit Quanten-Monte-Carlo-Simulationen möglich. Im Fall einer anziehenden Wechselwirkung tritt das oben genannte Vorzeichen-Problem nämlich nicht auf. Dies eröffnet zum ersten Mal die Möglichkeit, numerisch exakte Ergebnisse für eine Nicht-fermiflüssigkeit zu erzielen. Eine weitere interessante Variante des Systems kann durch den Einsatz eines optischen Gitters erreicht werden. Wie im Fall des Mott-Isolators entsteht hier ein neuer Zustand der Materie, wenn eine kommensurable Füllung des Systems vorliegt (d.h., wenn die Anzahl der Teilchen und der Gitterplätze gleich ist). Bei einer anziehenden Wechselwirkung ist es energetisch günstig, dass je zwei Fermionen einen Gitterplatz besetzen. Im Extremfall wäre die eine Hälfte der Gitterplätze besetzt und die andere leer. Eine periodische Anordnung der besetzten Gitterplätze, so dass sie von unbesetzten umgeben sind, würde den Teilchen gelegentlich einen Sprung zu den Nachbarplätzen ermöglichen, um somit etwas kinetische Energie zu gewinnen. Dadurch entsteht ein neuer kristalliner Zustand mit einer vom ursprünglichen Gitter abweichenden Periodizität. Da aber durch Fermionenpaarung auch Suprafluidität entsteht, würde beides gleichzeitig vorliegen. Dies lässt sich durch die Symmetrieeigenschaften des Systems mathematisch rigoros zeigen. Diesen neuen Zustand der Materie bezeichnet man als *Supersolid*. Unsere Quanten-Monte-Carlo-Simulationen haben gezeigt, dass selbst dann, wenn durch ein Fallenpotential - das notwendig ist, um die Teilchen einzufangen – die oben erwähnte Symmetrie verletzt ist, Quantenfluktuationen diese wieder herstellen, so dass ein Supersolid entstehen kann.

Eine weitere Entwicklung, welche bei ultrakalten Atomen stattfindet, ist die kontrollierte Untersuchung von korrelierten Systemen außerhalb des Gleichgewichts. Hier betritt man physikalisches Neuland, denn im Gegensatz zur Physik im Gleichgewicht, bei der die Grundlagen durch die Statistische Mechanik gegeben sind, stehen noch keine allgemeinen Formulierungen zur Verfügung, welche der statistischen Natur eines Systems mit vielen Teilchen Rechnung tragen. Während nämlich im Gleichgewicht die statistischen Gewichte der verschiedenen Konfigurationen aus den Prinzipien der Statistischen Physik gegeben sind, müssen sie außerhalb des Gleichgewichts je nach Situation bestimmt werden. Neue numerische Methoden wie die sog. Dichtematrixrenormierungsgruppe erlauben es nun erstmals, die zeitliche Evolution eines stark korrelierten quantenmechanischen Vielteilchensystems akkurat zu beschreiben. Dies wird erreicht durch eine optimale Wahl der Zustände, welche bei der Lösung der grundlegenden Gleichung der Quantenmechanik, nämlich der Schrödinger-Gleichung, die führende Rolle spielen. Somit ist es nun möglich, Experimente zu simulieren und detaillierte Informationen über die Evolution des Systems zu erlagen, insbesondere auch über solche physikalischen Größen, welche experimentell schwer zugänglich sind.

03

Illustration des Verhaltens eines idealen Supersolids (blau) unter Teilchenbeschuss (rot). Das im linken Teilbild ankommende Teilchen durchquert in der mittleren Teilsequenz ungehindert den Supersolid und verlässt diesen, ohne die periodische Struktur zerstört zu haben (rechts). Mit dem im Artikel angesprochenen Supersolid lässt sich ein derartiges Gedankenexperiment derzeit nur durchführen, wenn das Testteilchen auf dem diskreten Gitter hüpfen kann, auf dem auch der Supersolid existiert.

An illustration of the behavior of an ideal supersolid (blue) under particle (red) bombardment. In the left panel, a test particle approaches the supersolid, and transverses it (central panel), without destroying the periodic structure (right panel). Such an experiment can be performed with the supersolids discussed in this article only if the test particle moves on the same discrete lattice that underlies the supersolid structure.

Somit bieten ultra-kalte Atome einerseits die Möglichkeit, zentrale Aspekte von HTSL, wie Abweichungen vom Fermiflüssigkeitsverhalten, zu erforschen. Andererseits können durch sie neue Zustände der Materie, die wie im Fall von Supersolids vor langer Zeit vorhergesagt wurden, Realität werden. Weiterhin erlauben sie im engen Zusammenspiel mit theoretischen Arbeiten fundamentale Fragen der Physik außerhalb des Gleichgewichts anzugehen.

3. Stark korrelierte mesoskopische Systeme

Ein weiterer Bereich, der die Beherrschung von Quantenkorrelationen durch die gezielte Strukturierung von Materie erlaubt, sind die mesoskopischen und nanoskopi-

DIE AUTOREN

Stefan Wessel

(l.) hat Physik an der LMU München studiert, und im Anschluss daran an der USC in Los Angeles, USA über theoretische Festkörperphysik promoviert. Nach einer Postdoktorandenzeit am Institut für Theoretische Physik der ETH Zürich, Schweiz, habilitierte er 2006 am Institut für Theoretische Physik III der Universität Stuttgart über stark korrelierte Quantensysteme. Seit 2004 ist er als wissenschaftlicher Angestellter Privatdozent an der Universität Stuttgart in permanenter Anstellung.

Alejandro Muramatsu

(r.) studierte Physik an der Universität Buenos Aires, Argentinien. Mit einer Doktorarbeit am Max-Planck-Institut für Festkörperforschung promovierte er an der Universität Stuttgart. Nach einer Postdoktorandenzeit am Institute for Theoretical Physics, University of California, Santa Barbara, habilitierte er an der Universität Würzburg. Seinen ersten Ruf erhielt er an die Universität Augsburg. Seit 1996 leitet er das Institut für Theoretische Physik III der Universität Stuttgart.

Kontakt

Institut für Theoretische Physik III, Universität Stuttgart
Pfaffenwaldring 57, 70569 Stuttgart, Tel.: 0711/685-65203, Fax: 0711/685-65098
E-Mail: mu@theo3.physik.uni-stuttgart.de

schen Systeme. Hier spielen die sog. Quantenpunkte auf der Basis von Halbleitern eine führende Rolle. Mit sehr ausgefeilten Techniken werden heutzutage Strukturen im Nanometer-Bereich gebaut, bei denen Quanteneffekte dominieren. Solche künstlichen Atome können als Verunreinigungen angesehen werden, deren Eigenschaften gezielt durch das Anlegen von Spannungen und Magnetfeldern kontrolliert werden können. Es ist insbesondere für die Integration von solchen Strukturen in Schaltkreise interessant, ihre Eigenschaften in Bezug auf den elektrischen Transport zu beherrschen. Bei hinreichend kleinen Abmessungen ist es möglich, dass die elektrische Kapazität solcher Strukturen so klein wird, dass die Anzahl der Elektronen in den jeweiligen Energieniveaus festgelegt werden kann. Durch die kleine Kapazität kann sogar die Energie, ein zusätzliches Elektron in den Quantenpunkt hineinzubringen, so groß sein, dass das zuletzt besetzte Niveau nur ein Elektron erlaubt. Hier spricht man von der Coulomb-Blockade. Liegen die Energieniveaus weit genug auseinander, kann man dieses letzte Elektron direkt adressieren. Ein besonders interessantes Beispiel von Korrelationen entsteht, wenn sich die Elektronen der Zuleitungen zum Quantenpunkt mit denjenigen im Quantenpunkt durch Tunnelprozesse austauschen. Dieser Prozess kann als Streuung der Elektronen in einem Metall mit einer magnetischen Verunreinigung angesehen werden. Somit entsteht der Kondo-Effekt, der darin besteht, dass die Elektronen des Metalls mit denen der Verunreinigung einen gebundenen Zustand eingehen, der durch eine Resonanz bei Nullenergie gekennzeichnet ist. Dadurch entsteht ein neuer Zustand, der ein Maximum des Leitwertes bei verschwindender Spannung zur Folge hat. Weitere Entwicklungen zielen darauf, komplexere Strukturen zu bilden, bei denen noch exotischere Zustände auftreten, wie beim sog. Zwei-Kanal-Kondo-Effekt, bei dem theoretisch eine von Null verschiedene Entropie im Limes von Temperatur Null vorhanden ist. Für ein theoretisches Verständnis solcher Systeme spielen wiederum numerische Simulationen mittels Quanten-Monte-Carlo-Methoden und Dichtematrixrenormierungsgruppe eine wichtige Rolle. Insbesondere erlaubt

die letztere Methode Untersuchungen der Transporteigenschaften jenseits des linearen Bereichs, d.h. in einem Nichtgleichgewichtszustand.

4. Zusammenfassung und Ausblick

Die oben diskutierten Systeme zeigen, dass numerische Simulationen von quantenmechanischen Vielteilchensystemen in vielen Fällen in der Lage sind, eine sehr genaue Beschreibung stark korrelierter Systeme zu geben, bei denen keine andere theoretische Methode zuverlässige Aussagen machen kann. Dabei konnte festgestellt werden, wie neue Zustände der Materie wie etwa ein Supersolid erreicht werden können. Weiterhin konnte die zeitliche Entwicklung von stark korrelierten Systemen genau simuliert werden. Dennoch haben derzeit die Quanten-Monte-Carlo-Methoden das sog. Vorzeichen-Problem zu überwinden, um dotierte Quantenantiferromagneten in zwei Dimensionen oder frustrierte Quantenantiferromagnete zu behandeln. Die Lösung dieses Problems stellt derzeit die größte Herausforderung auf dem Gebiet der Simulation stark korrelierter Quantensysteme dar.

Danksagung

Wir sind dem John von Neumann-Institut für Computing und dem Höchstleistungsrechenzentrum Stuttgart dankbar für die Vergabe von Rechenzeit auf Massiv-Parallelrechnern.

Stefan Wessel, Alejandro Muramatsu

Literatur

„Starken Korrelationen auf der Spur", C. Lavalle, M. Rigol, and A. Muramatsu, Physik Journal 3, 57 (2004).
„Optical lattices", M. Greiner and S. Foelling, Nature, 453, 736 (2008).
Nature insight „Quantum Coherence", Nature, 453, 1003 (2008).

ANZEIGE

Bose-Einstein-Kondensate am Chip

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

Moderne Quantentechnologie hat längst Einzug in unser Alltagsleben gehalten und begegnet jedem, der einen CD-Spieler bedient oder ein internationales Ferngespräch führt. Seien es nun die Elektronen in den Laserdioden der optischen Datenspeicher oder die Photonen, die in den Glasfasern der Telekommunikation auf die Reise geschickt werden – in beiden Fällen sind es quantenmechanische Teilchen, die in künstlichen Potentialen ihre Arbeit verrichten. Auch kompliziertere Teilchen wie z.B. Ionen lassen sich bereits seit Jahrzehnten in geeigneten Potentialen einfangen. Die Techniken sind inzwischen so perfektioniert worden, dass es sogar möglich ist, erste, allerdings noch sehr einfache Quantencomputer damit zu realisieren. Nimmt man noch die jüngsten Erfolge der Quantenkryptographie hinzu, so zeichnet sich ein Bild ab, das auch für die Zukunft spannende quantentechnologische Entwicklungen erwarten lässt.

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

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

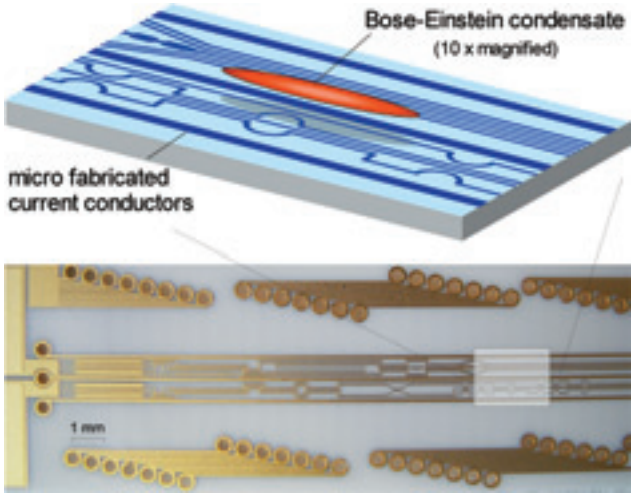
1. Magnetische Mikropotentiale

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

Magnetische Fallen beruhen auf der Kraft $\mathbf{F}$, die auf das magnetische Moment μ des Atoms in einem inhomogenen Magnetfeld $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ wirkt: $\mathbf{F}(\mathbf{r})=\mathrm{grad}(\mu\mathbf{B}(\mathbf{r}))$ Für genügend langsame Bewegungen des Atoms im Magnetfeld folgt die Orientierung des magnetischen Moments der lokalen Richtung des Magnetfeldes und der Ausdruck vereinfacht sich $\mathbf{F}(\mathbf{r})=\mu\ \mathrm{grad}(\mathbf{B}(\mathbf{r}))$. In dieser sehr gut erfüllten Näherung ist das Fallenpotential also direkt proportional zum Betrag des Magnetfeldes. Im Falle von Alkaliatomen, die in den aktuellen Experimenten verwendet werden, wird das magnetische Moment durch das ungepaarte Valenzelektron in der s-Schale erzeugt. Es beträgt für den am stärksten gefangenen Hyperfeinstrukturzustand ein Bohr'sches Magneton, was ausreicht, um das Atom bereits in moderaten Gradienten von einigen 10 G/cm gegen die Schwerkraft zu halten. In magnetischen Mikrofallen sind die Gradienten allerdings sehr viel größer und können Werte von bis zu 10^6 G/cm annehmen. Die damit verbundene Kraft überschreitet die Schwerkraft um bis zu einen Faktor von 10^5. Im einfachsten Fall besteht die Mikrofalle aus einem stromdurchflossenen dünnen Draht und einem dazu senkrecht orientierten (homogenen) Bias-Magnetfeld.

SUMMARY

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

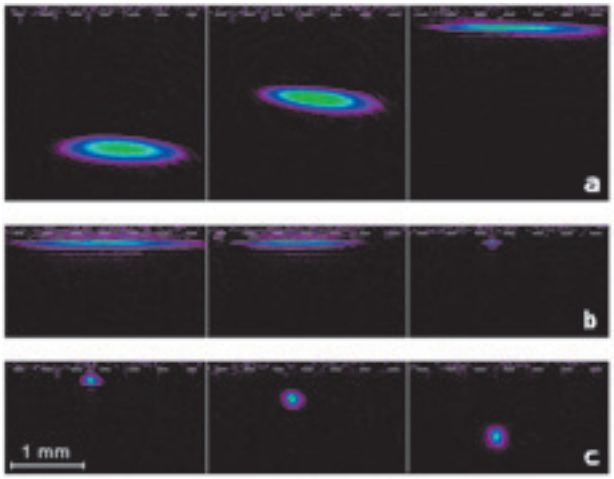


01

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

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

02a



02b

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

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

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

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

Das Bias-Feld kann ebenfalls mit strukturierten Leiterbahnen erzeugt werden (**01**). Auf der einen Seite des Drahts addiert sich das zirkulare Feld des Leiters zum homogenen Feld, was insgesamt zu einer Felderhöhung führt. Auf der gegenüberliegenden Seite sind die Feldlinien entgegengesetzt gerichtet und es gibt einen bestimmten Abstand d vom Draht, an dem das homogene Feld das Feld des Drahtes gerade kompensiert. Hier entsteht parallel zum Draht eine Linie mit verschwindendem Magnetfeld. Senkrecht zu dieser Nulllinie steigt der Feldbetrag zunächst linear an.

Der Feldgradient erzeugt eine rücktreibende Kraft, die die Atome entlang der Nulllinie gefangen hält. Die Lage der Nulllinie wandert näher an den Draht, wenn man den Strom im Draht verringert oder alternativ das homogene Feld erhöht. Entscheidend für die Stärke des Einschlusses ist der Feldgradient um die Nulllinie. Das homogene Feld kann zum Gradient nichts beitragen, der daher ausschließlich durch das Drahtfeld zustande kommt. Der Betrag des Drahtfeldes wächst zum Draht hin mit $1/d$ an, dessen Gradient also sogar mit $1/d^2$. Mit unendlich dünnen Drähten könnte man unendlich enge Potentialröhren für Atome erzeugen. In der Praxis ist man natürlich durch die Breite der Leiterbahn beschränkt. Unterschreitet der Abstand zum Draht die Breite der Leiterbahn, so wächst der Gradient nicht weiter an. Um die Atome auch in axialer Richtung entlang des Drahtes zu fangen verwendet man ein weiteres Magnetfeld, dessen Hauptkomponente parallel zum Draht orientiert ist und das in seiner Stärke entlang des Drahts variiert. Dadurch ist es nicht nur möglich den Wellenleiter an den Enden zu verschließen, sondern es können auch zeitlich variable Potentialbarrieren erzeugt werden.

2. Laden von Atomen in Mikrofallen

Um die Atome in die Mikrofalle zu laden, verwendet man zunächst eine so genannte magnetooptische Falle, in der die Atome gesammelt und optisch auf Temperaturen von etwa 100µK vorgekühlt werden. Für den Transfer in die

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

3. Bose-Einstein-Kondensate

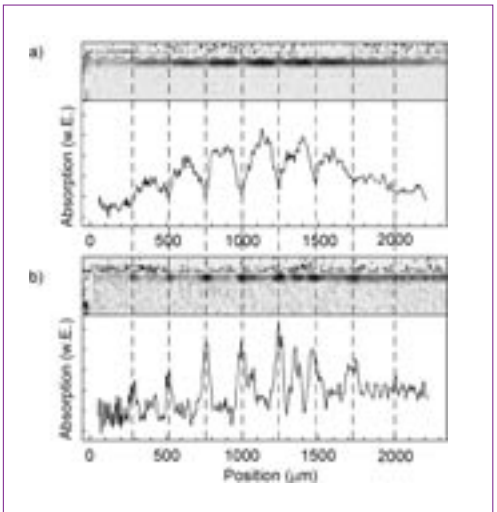
Ein Gas aus identischen bosonischen Atomen kann mit inzwischen sehr gut verstandenen optischen und thermodynamischen Methoden auf extrem tiefe Temperaturen von 1 µK und darunter abgekühlt werden. Die Wellenfunktion eines einzelnen Atoms innerhalb des Gases dehnt sich dabei aufgrund der Orts-Impuls-Unschärfe immer mehr aus, da der Impuls des Atoms mit sinkender Temperatur immer mehr auf Werte in der Nähe von Null eingeschränkt wird. Ein prinzipiell neues Regime wird erreicht, wenn die Ausdehnung der Wellenfunktion den interatomaren Abstand überschreitet und benachbarte Atome nicht mehr vollständig durch ihre Position unterschieden werden können. Ein Teil der Atome bildet dann einen gemeinsamen Quantenzustand aus, der durchaus mehrere Millionen Atome enthalten kann. Diese Atome sind in allen Eigenschaften völlig identisch. Für diesen Zustand (Bose-Einstein-Kondensat) kann man dann eine gemeinsame Wellenfunktion finden, die genauso wie die Wellenfunktion für ein Atom eine räumlich und zeitlich abhängige Phase hat. Diese Phase kann benutzt werden, um ein Materiewelleninterferometer zu konstruieren. Die Wellenfunktion ist jetzt allerdings auf die Atomzahl normiert. Die Wellenfunktion gehorcht der sogenannten Gross-Pitaevskii-Gleichung, die sich von der Schrödinger-Gleichung nur durch einen Energieterm unterscheidet, mit dem die Wechselwirkung zwischen den Atomen berücksichtigt wird:

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

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

4. Atome als Oberflächensonden

Je feiner die Stromleiter strukturiert sind, umso näher müssen sich die Atome an der Chipoberfläche bewegen, um den räumlichen Variationen der Mikropotentiale auch folgen zu können. Winzige Strukturen mit Abmessungen im µm-Bereich wird man anstreben, wenn man erreichen will, dass Atome zwischen zwei Potentialtöpfen tunneln können. Tunneln zwischen zwei Wellenleitern könnte z.B. verwendet werden um einen kohärenten Strahlteiler zu realisieren. Mit möglichst kleinen Strukturen lassen sich außerdem hohe Fallenfrequenzen erreichen. Hohe Fallenfrequenzen sind günstig, um atomoptische Experimente unempfindlicher gegen seismische und elektromagnetische Störungen zu machen, die typischerweise bei niedrigen Frequenzen im Bereich bis 1kHz auftreten. Wie nahe kann man also die Atome an die Oberfläche bringen? Dies ist eine interessante Frage, da man es hier mit einem spektakulären Temperaturunterschied zu tun hat: Die Oberfläche der Leiterbahnen bei Raumtemperatur übersteigt die Temperatur der gefangenen Atome um etwa neun Größenordnungen bei einem Abstand von nur wenigen µm. Trotzdem beobachtet man bisher in den Experimenten keine Heizeffekte, jedoch Atomverluste [1]. Diese entstehen durch



03

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

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

thermische Ladungsfluktuationen im Leiter, die ein zeitabhängiges Magnetfeld am Ort der Atome erzeugen. Das magnetische Moment der Atome kann durch das Hochfrequenzfeld der Fluktuation seine Orientierung ändern und von einem gefangenen in einen ungefangenen Zustand übergehen. Die Fluktuationen begrenzen die Lebensdauer der Atome in der Falle und damit die Dauer atomoptischer Experimente auf unter einer Sekunde bei Abständen von wenigen µm. Dies ist für eine ganze Reihe von Experimenten noch keine sehr ernste Einschränkung. Für die Zukunft ist es allerdings interessant, die Fallenoberflächen abzukühlen. Insbesondere, wenn man Atome an Festkörpersysteme, wie z.B. supraleitende Schaltungen, koppeln will. Damit befasst sich unser aktuelles Forschungsprojekt „Supraleitende Mikrofallen“, wie im letzten Abschnitt dieses Beitrags dargestellt.

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

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

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

5. Atominterferometer

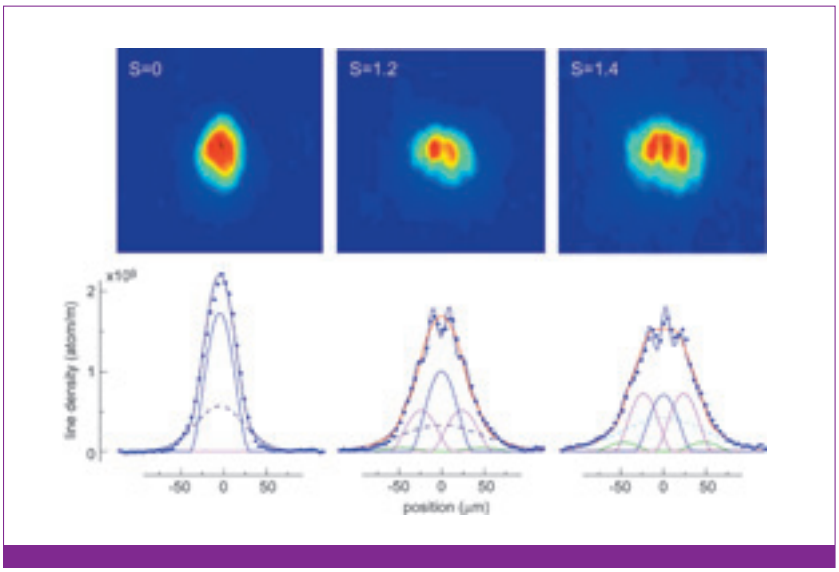
Das volle Potential von Atomen in Mikrofallen kommt dann zum Tragen, wenn die quantenmechanische Phase eines Bose-Einstein-Kondensats genutzt wird. Sie ist Ausdruck des Wellencharakters der Atome und bietet entsprechende Möglichkeiten, die über die klassische Physik hinausgehen. Zwei Kondensate, die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

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

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

Eine einfallende Materiewelle spaltet sich bei der Beugung in mehrere Wellen mit unterschiedlichen Wellenlängen auf. Die verschiedenen Wellenlängen entsprechen verschiedenen Geschwindigkeiten parallel zur Oberfläche, so dass sich das Kondensat im zeitlichen Verlauf auch räumlich in mehrere „Beugungsordnungen" aufteilt. Die Stärke der Beugung wird durch die Amplitude der Magnetfeldmodulation bestimmt und kann daher mit dem Strom im Gitter eingestellt werden. **04b** zeigt die Beugungsordnungen rechts und links vom ursprünglichen Kondensat. Mit wachsender Modulationsamplitude werden sie zunehmend ausgeprägter. Nach dem Kontakt mit dem Gitter und einer kurzen nachfolgenden Zeit, in der sich die Beugungsordnungen um wenige Mikrometer räumlich trennen, werden alle Ströme des Chips ausgeschaltet. Das Kondensat bewegt sich im freien Fall von der „über Kopf" montierten Oberfläche des Chips weg. In Abwesenheit der Fallenpotentiale dehnen sich die einzelnen Beugungsordnungen aufgrund der abstoßenden Kraft zwischen den Atomen räumlich weiter aus. Das resultierende Interferenzmuster der sich überlagernden Beugungsordnungen kann jetzt mit einer Kamera beobachtet werden (**04b**).

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



04b

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

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

04a

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

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

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

6. Supraleitende Mikrofallen

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

Das makroskopische Quantenphänomen der Supraleitung ist mit der Bose-Einstein-Kondensation von Atomen eng verwandt. In beiden Fällen kann man dem System eine Wellenfunktion zuordnen und die physikalischen Vorgänge auf Wellenverhalten und eine Vielzahl von Interferenzeffekten zurückführen. Die Josephson-Oszillationen zwischen zwei Supraleitern sind schon lange bekannt. Hierbei handelt es sich um eine zeitliche Interferenz der Wellenfunktionen von zwei Supraleitern, die über eine „Schwachstelle" (dem Josephson-Kontakt) gekoppelt sind. Bose-Einstein-Kondensate zeigen ähnliches Verhalten, wenn man sie in einem Doppelmuldenpotential miteinander schwach koppelt. Supraleitende Quanteninterferometer (SQUIDs) finden bereits breite Anwendung, vor allem in der Materialanalyse und in der medizinischen Diagnostik bei der Messung von schwachen Magnetfeldern. Bei einem SQUID handelt es sich im Prinzip um einen supraleitenden Ring, der von einem oder zwei Josephson-Kontakten unterbrochen ist. Die Funktionsweise von SQUIDs beruht auf der Kombination der Flussquantisierung mit dem Josephson-Effekt in Supraleitern. Hierbei bewirkt die Änderung des magnetischen Flusses im SQUID-Ring ein messbares Spannungssignal, und die Funktionsweise eines SQUIDs kann auch als räumliches Interferometer der Wellenfunktionen der Supraleiter in den beiden Armen des SQUID-Rings aufgefasst werden. Ähnliche Ringinterferometer sind vor kurzem mit Bose-Einstein-Kondensaten ebenfalls demonstriert worden.

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

Um ultrakalte Atome an Supraleiter heranzuführen haben wir einen Helium-Durchflusskryostaten in eine Bose-Einstein-Apparatur integriert. Der Kryostat hängt frei als „Kaltfinger" neben den Elektromagneten der BEC-Apparatur im Vakuum. Die Temperatur des Kaltfingers kann hierbei variabel zwischen Raumtemperatur (ca. 300 K) und der Siedetemperatur von flüssigem Helium (ca. 4 K) eingestellt werden. Als supraleitendes Material verwenden wir derzeit Niob (Nb), das unterhalb der Sprungtemperatur $T_c = 9$ K supraleitend wird. Alternativ können aber auch sogenannte „Hochtemperatursupraleiter", wie z.B. $YBa_2Cu_3O_7$ (YBCO, $T_c = 92$ K), verwendet werden. Atome werden zunächst in einer magnetooptischen Falle gefangen, darauf folgend in Magnetfallen auf Temperaturen von wenigen Mikrokelvin gekühlt und schließlich

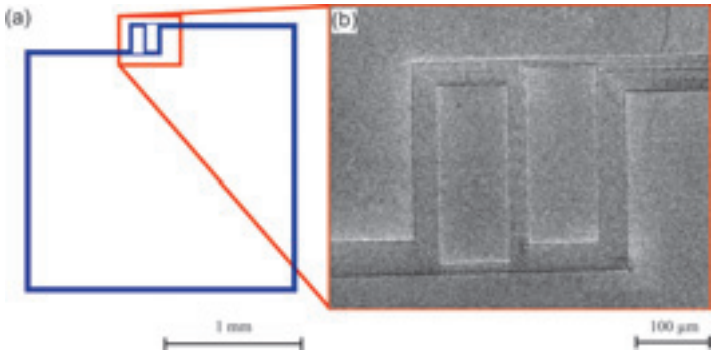
mit einer „optischen Pinzette“ zur Oberfläche des Kryostaten transportiert. Am Kryostat wird die Atomwolke in das Magnetfeld einer supraleitenden Falle geladen.

Supraleitenden Fallen stellen wir im Haus her. Diese bestehen aus mikrostrukturierten Nb-Dünnfilmleiterbahnen mit typischen Strukturbreiten ähnlich zu den Gold-Mäandern in **04a**. In **05a** ist das Design einer solchen supraleitenden Mikrofalle gezeigt. Zehn geschlossene Nb-Leiterbahnen der Breite von 2 μm sind in einem Quadrat angeordnet. Kühlt man diese Struktur in einem Magnetfeld unter die kritische Temperatur und schaltet anschließend das Magnetfeld ab, so werden in den Nb-Leitern Dauerströme angeworfen die in den Ringstrukturen verlustfrei zirkulieren ohne dass die Ströme von einer externen Stromquelle gespeist werden müssen. Man spricht in diesem Fall von einem „persistent Mode“ Betrieb. Dieser hat den Vorteil, dass aufgrund der Flussquantisierung in einem supraleitenden Ring der Effekt von externen fluktuierenden Magnetfeldern auf elegante Weise abgeschirmt wird und die supraleitende Falle mit einer extrem hohen Stabilität arbeitet. An einer Stelle der quadratischen Struktur verlaufen Teile der Leiter in einer S-Form. An dieser Stelle erzeugen die Suprastrom eine (magnetische) Potentialmulde für das Kondensat von Atomen.

Der Einsatz supraleitender Fallenstrukturen lässt eine drastische Reduzierung der Atomverluste aufgrund thermischer Fluktuationen in den Stromleitern erwarten. Dies sollte also zu einer enormen Erhöhung der Lebensdauern der Kondensate führen, was in einem der ersten Experimente mit unseren supraleitenden Fallen experimentell überprüft werden soll. Dieser zunächst rein technische Vorteil gegenüber normalleitenden Mikrofallen ermöglicht die Strukturierung von Kondensaten auf den physikalisch relevanten Längenskalen im Mikrometerbereich, und dadurch eröffnen sich eine Vielzahl von Möglichkeiten für neue spannende Experimente.

Zudem kann man versuchen die spezielle Eigenschaft von Supraleitern im Magnetfeld – die spontane Ausbildung von quantisierten Flusswirbeln – für die Realisierung neuartiger zweidimensionaler Fallenpotentiale auszunutzen. Im homogenen „Typ-II Supraleiter“ bildet sich ein periodisches Abrikosov-Vortexgitter in einer Dreiecksanordnung aus. Man kann aber durch gezieltes Einbringen von Defekten geeigneter Größe – im einfachsten Fall sind dies „Antidots“, d.h. Löcher im supraleitenden Film – die Flusswirbel an diesen Defekten verankern und dadurch in verschiedenste Konfigurationen zwingen. Ein interessantes Beispiel ist in **06** dargestellt: Hier bilden die Antidots im Nb-Film ein Penrose-Muster; diese regelmäßige Anordnung von „dicken“ und „dünnen“ Rhomben zeichnet sich dadurch aus, dass sie keine Translationssymmetrie aufweist. Eine solche Anordnung wird auch als „Quasikristall“ bezeichnet. Unsere Experimente an solchen Strukturen haben gezeigt, dass in „passenden“ Magnetfeldern die Anordnung der Flusswirbel kommensurabel mit dem Antidot-Gitter ist, d.h. dass sich ein „Vortex-Quasikristall“ ausbildet. Damit eröffnen sich möglicherweise völlig neuartige Wege der Strukturierung von BECs in zweidimensionalen Fallenpotentialen.

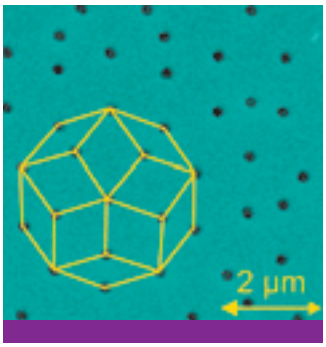
Vor dem Einsatz komplexer supraleitender Strukturen haben wir ein einfaches Experiment durchgeführt, in dem die supraleitende Falle aus einem einfachen Niobdraht besteht. Das Ziel war, die neue Technologie des Kryostaten im BEC-System zu testen. Es ist uns dabei gelungen, Atome effizient in die supraleitende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



05

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

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



06

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

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

7. Ausblick

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

Die sich aus Mikrofallen entwickelnde neue Quantentechnologie findet ihre Anwendung nicht nur in hochsensitiven Messungen magnetischer oder elektrischer Kräfte bei sehr kleinen Abständen und in interferometrischen Messungen von Inertialkräften, wie sie bei Rotationen oder Beschleunigungen auftreten, sondern bietet auch die Möglichkeit, gespeicherte Atome mit anderen nanoskaligen Objekten, Makromolekülen, oder Nano-Instrumenten, wie z.B. supraleitende Schaltungen oder nanomechanische Resonatoren, kontrolliert in Wechselwirkung zu bringen. Die Konstruktion von Quanteninstrumenten auf der Grundlage dieser neuen Technologien an der Schnittstelle der Physik ultrakalter Quantengase und der Nanowissenschaften ist ein lohnendes und äußerst faszinierendes Ziel, welches wir in unseren Arbeitgruppen aktiv verfolgen. •

József Fortágh, Dieter Kölle, Claus Zimmermann

Referenzen

[1] J. Fortágh and C. Zimmermann, Rev. Mod. Phys. **79**, 235 (2007).

[2] E. Goldobin, R. Kleiner, D. Kölle, W. Schleich, K. Vogel, R. Walser, „Fraktionale Flussquanten – Steuerbare „Atome" im Supraleiter" (in diesem Heft).

DIE AUTOREN

Claus Zimmermann

(l.) promovierte 1990 in München und ist seit 1998 Professor in Tübingen. Bevor er sich der Physik ultrakalter Atome zuwandte, lag sein Hauptinteresse im Bereich der Präzisionsspektroskopie und der Entwicklung von Laserquellen mit Hilfe von Halbleiterlasern und Frequenzkonversion in nichtlinearen Kristallen. Seine aktuellen Forschungsinteressen sind ultrakalte Gemische, Quantengase in optischen Resonatoren, und Quantenoptik an Oberflächen.

József Fortágh

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

Dieter Kölle

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

Kontakt

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

Von wegen trockene Materie. Als Ingenieur/in arbeiten Sie mit allen Sinnen.

Sie brauchen den visionären Blick für die Erfordernisse des Marktes, den richtigen Riecher für technologische Trends und das untrügliche Gespür für die Machbarkeit bahnbrechender Innovationen. Hinzu kommen das Kribbeln im Kopf beim Denken des Undenkbaren und die Gänsehaut des Erfinders bei der Erkenntnis: Das ist es! Alles zusammen hat uns zu einem der weltweiten Markt- und Technologieführer in der Sensorelektronik gemacht. Wir haben noch viel vor. Und Sie sollten dabei sein. **Ihre Ideen zählen.**

Great Place to Work. BESTE Arbeitgeber 2008 Capital

Great Place to Work. BEST Workplaces in Europe 2008

Ingenieure m/w
für Fabrik-, Logistik- und Prozessautomation gesucht
www.sick.com/karriere

SICK
Sensor Intelligence.

Magnetic field control for Quantum Optics and cold atom labs

HighFinesse
Precision Current Sources

Extremely low-noise bipolar transistor current sources

Precise control

Ultra-fast response time

typ. current ranges:
10 mA | 10 A | 100 A

Details and further information:
www.highfinesse.com
info@highfinesse.com

HighFinesse
Laser and Electronic Systems

CVI MELLES GRIOT.

IHR KOMPLETTANBIETER FÜR

QUANTENPHYSIK

UND

NANOTECHNOLOGIE

Linsen
Achromate
Spiegel
Polarisatoren
Hardware

Wir freuen uns mit diesen Produkten zu den erfolgreichen Arbeiten von Herrn Prof. Dr. Fortágh beigetragen zu haben.

Womit können wir Ihnen helfen, Ihr Projekt zum Erfolg zu führen?

- 1.000.000 Artikel an Lager
- 450.000 verschiedene Produkte
- 500 Produktlinien

finden Sie in unserem neuen Katalog, erhältlich ab Januar 2009

CVI Melles Griot

Laser | Linsen | Spiegel | Filter
Fenster | Verzögerungsplatten
Halterungen | Verschlüsse

CVI Melles Griot
Melles Griot GmbH
Lilienthalstr. 30-32
64625 Bensheim
Tel: 06251 8406 0
Fax: 06251 8406 22
info.germany@cvimellesgriot.com
www.cvimellesgriot.com

Radiant Dyes Laser Accessories GmbH

Die Firma Radiant Dyes bietet seit über 25 Jahren innovative Produkte für Forschung und Wissenschaft.

Optomechanik

- Spiegelhalter
- Säulen & Zubehör
- Verschiebetische
- Piezo gesteuerte Spiegelhalter und Verschiebetische
- Vakuumtaugliche & antimagnetische Optomechanik

Breadboards & Lasertische

Laser

- Dye Laser, cw & gepulst
- Ti:Sa Laser cw & gepulst
- Excimer Laser

Laser Zubehör

- Farbstoffe
- Farbstoffpumpen
- Filter, Küvetten
- Etc.

Radiant Dyes Laser Acc. GmbH
Friedrichstraße 58
42929 Wermelskirchen
Tel: +49 2196 81061
Fax: +49 2196 3422
http://www.radiant-dyes.com
info@radaint-dyes.com

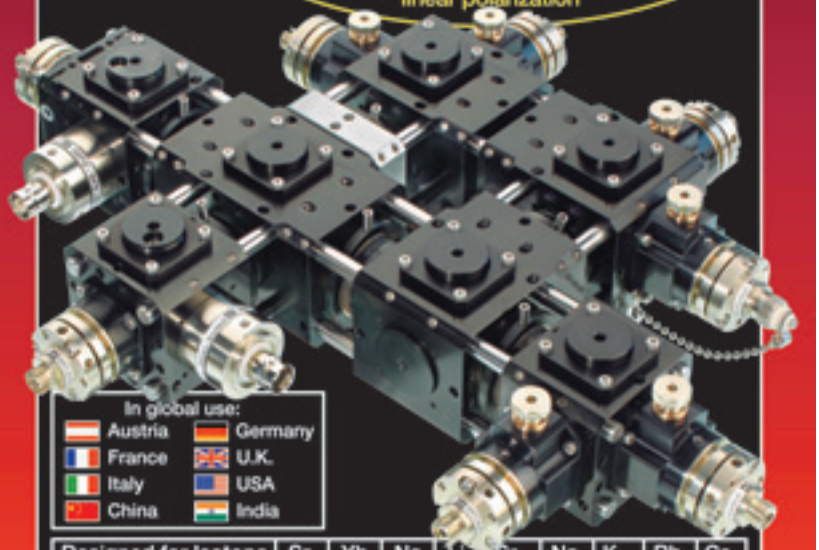
Fiber Port Clusters for MOT

Magneto Optical Traps

Fiber-coupled beam delivery systems. Postcard size replaces 1 m² breadboard constructions. Assembled with fiber optic components from Schäfter+Kirchhoff.

See www.SuKHamburg.de/dl/appmot-e.pdf

New Dichroic system:
Input: 2 polarization-maintaining single-mode fibers, e.g. Sr at 461 nm and 689 nm.
Output: 6 PM-SM fibers with both wavelengths superimposed, with parallel-orientated linear polarization



In global use:
Austria, Germany, France, U.K., Italy, USA, China, India

Designed for Isotope	Sr	Yb	Na	Li	Sr	Na	K	Rb	Cs
Wavelength	461	556	589	671	689	760	767	780	852

Fiber optics

polarization-maintaining for laser sources from 350–1700 nm

Fiber-optical components made by Schäfter+Kirchhoff

Laser beam coupler 60SMS-..., tilt adjustment and inclined coupling axis for FC-APC connectors

PMC-... polarization maintaining fiber cables for 350 -1700 nm

„multicube" system 48MC-...

Polarizer 48PM-..., Beam splitter 98/1 48BS-..., for power monitoring

Retardation optics 48WP-... λ/2 plate for rotation of the polarization axis

Fiber collimator 60FC-Q-... with integrated λ/4 plate

Made in Germany

www.SuKHamburg.de/dl/fiber-cat_e.pdf

Example Application:

Fiber Port Clusters in Micro-Gravity Experiments

Figure obtained from arXiv:0706.2922v2 [physics.atom-ph]

The compact and rugged nature of Schäfter+ Kirchhoff fiber port clusters has been rigorously demonstrated in the micro-gravity environment of parabolic flights.

1 vacuum chamber

System components from Schäfter+Kirchhoff:

A fiber collimator

B fiber port cluster

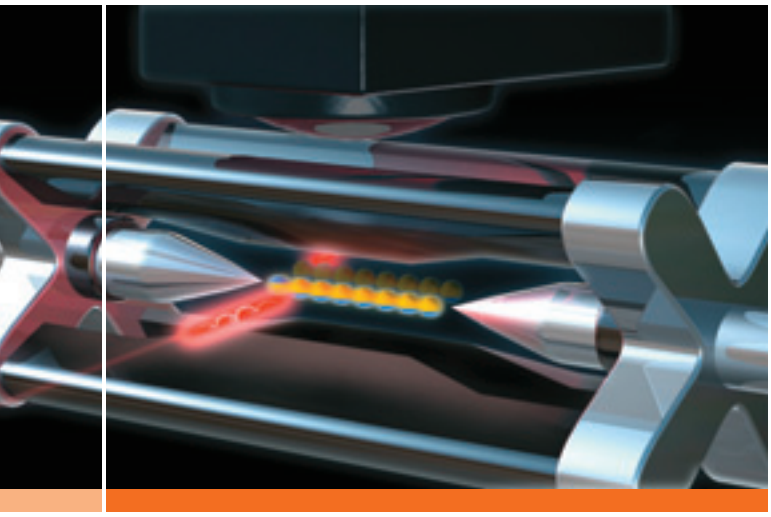
Schäfter + Kirchhoff GmbH

Kieler Straße 212 • 22525 Hamburg • Germany

info@SukHamburg.de www.SuKHamburg.de

Auf dem Weg zum Quantencomputer

Quanten-Verschränkung mit gefangenen Ionen



Quanten-Verschränkung durchkreuzt auf einschneidende Weise alle Konzepte der klassischen Physik. Für den rasch an Bedeutung wachsenden Bereich der Quanten-Informationsverarbeitung stellt Verschränkung die wesentliche Ressource dar. Der Beitrag stellt am Beispiel des erfolgreichen Ansatzes eines Quantenprozessors mit gefangenen ultrakalten Ionen eine Reihe von Anwendungen zur Verarbeitung und zur Kommunikation von Quanteninformation vor.

1. Einleitung

Max Planck hat mit seinen Arbeiten aus dem Jahr 1899 die Quantentheorie begründet. Je näher die Forscher um Werner Heisenberg, Max Born, Erwin Schrödinger, Wolfgang Pauli und Niels Bohr in der Folge dieser kontrovers diskutierten neuen Theorie auf den Grund gingen, desto mehr stellte es sich heraus, dass lieb gewonnene Konzepte der klassischen Physik in der Welt der Quanten völlig versagten. So regte sich dann auch sofort vielfältiger Widerspruch gegen die neue Theorie, auch von prominenter Seite, denn Albert Einstein konnte sich mit den Vorhersagen und grundsätzlichen Eigenschaften der Quantentheorie nie anfreunden. Eine Reihe von experimentellen Tests hat inzwischen zweifelsfrei erwiesen, dass Einstein nicht Recht hatte und wir tatsächlich die Quantentheorie als vollständige und universell für die gesamte Natur gültige Beschreibung ansehen müssen, siehe Referenz [1]. Damit war eine neue Epoche angebrochen.

Seither steht im Mittelpunkt des wissenschaftlichen Interesses die Erforschung der Quanteneigenschaften, um diese für zukünftige Anwendungen nutzbar zu machen. Wie in wohl jedem neuen Forschungsfeld ist es am Anfang noch nicht klar, wo die wichtigsten Anwendungen in der Zukunft liegen werden. Zurzeit sehen wir die Hauptgebiete der Anwendung in der Übermittlung, der Speicherung und der Verarbeitung von Information. Anwendungen für hochgenaue Sensoren und für die hochgenaue Messung von Frequenzen werden ebenfalls diskutiert und untersucht. In allen diesen Fällen sind es vor allem die paradoxen Quanteneigenschaften, die völlig ungeahnte neue Möglichkeiten bieten. Es ist damit zu rechen, dass wir in Zukunft mit unterschiedlichsten Quanten-Instrumenten zu rechnen haben, die unsere klassischen Instrumente weit in den Schatten stellen.

Träger der Quanteninformation sind einzelne Ionen, die von elektrischen Feldern im

INFOBOX

Quantenbit, elementarer Träger von Quanteninformation

Aus unserem täglichen Leben sind Computer und der Austausch von Daten in digitaler Form nicht mehr wegzudenken. Alle Information wird dazu in Form von Bits gespeichert und verarbeitet, und jedes einzelne Bit nimmt entweder den Wert 0 oder 1 an. Im Gegensatz dazu können Quantenbits, die elementaren Träger von Quanteninformation, alle Überlagerungszustände (Superpositionen) der Quantenzustände 0 und 1 annehmen. Ganz allgemein ist der Zustand eines Quantenbits damit $\alpha|0> + \beta|1>$ *mit komplexen Zahlen* α, β, *sodass der Betrag beider Zahlen* $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ *ist. Bildliche Darstellung eines klassischen Bits (links) mit den Zuständen 0 oder 1, und eines Quantenbits (rechts) mit einem Überlagerungszustand aus 0 und 1. Ein Quantenbit lässt sich auf einer Kugel bildlich darstellen, z.B. findet sich der Zustand 0 am Südpol. Gemäß der Quantentheorie geht der Zustand eines Quantenbits erst bei seiner Messung in einen der klassischen Werte 0 oder 1 über. Ein Überlagerungszustand 0+1 wird in etwa 500 von 1000 Fällen als 0 und in der anderen Hälfte der Fälle als 1 ermittelt. Bei jeder einzelnen Messung ergibt sich völlig zufällig einer der beiden Werte.*

Klassisches Bit und Quantenbit im Vergleich

Information ist eine physikalische Größe. Sie wird auch in physikalischen Systemen gespeichert und verarbeitet. In einem herkömmlichen Computer, wie wir ihn täglich gebrauchen, benutzt man dafür die magnetische Festplatte und Halbleiterbauelemente. In einem Rechner, der Quanteninformation verarbeiten soll, müssen die erforderlichen Speicher und Prozessoren aber weit höheren Anforderungen genügen. Einerseits sollen die Quantenbits durch eine Abfolge logischer Gatteroperationen für Algorithmen exakt kontrolliert werden, andererseits ist eine nahezu perfekte Isolation der Quantenbits gegenüber der Außenwelt nötig, da sonst ihr Zustand zerstört wird. Unter den Systemen, die für einen zukünftigen Quantenrechner untersucht werden, ist der Ionen-Quanten-Prozessor am weitesten fortgeschritten.

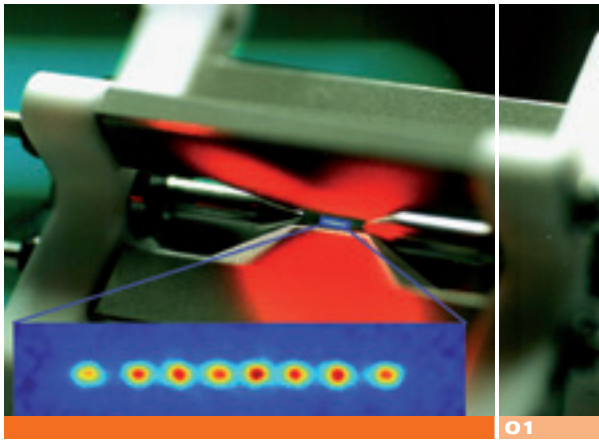
Ultra-Hochvakuum gehalten werden. Der Beitrag beschreibt zunächst moderne Ionenfallen, in denen Ionen gespeichert, beobachtet und transportiert werden. Laserpulse erlauben es, den Zustand von Ionen in kontrollierter Weise zu manipulieren und damit Algorithmen zu demonstrieren. Wir beschreiben, wie verschränkte Zustände erzeugt werden und wie Verschränkung als Ressource für Teleportation genutzt wird. Schließlich skizzieren wir eine Quanten-Schnittstelle, ein Bauelement in dem Quantenbits aus den Ionen ausgelesen und direkt in Quantenbits in Form einzelner Photonen umgesetzt werden können. Dieses Bauteil ist wichtig als Zwischenverstärker in Glasfasernetzen für das Übertragen von geheimen Schlüsseln und für die Quanten-Kommunikation.

2. Ionenfalle: Aufbau und Funktion

Ionen werden in einer Anordnung von Elektroden gespeichert, die auf Wolfgang Paul zurückgeht: Besonders vorteilhaft ist eine lineare Paulfalle, siehe **01**, da sich hier die Ionen als Quantenbits in einer Perlenschnur aufreihen. So können die einzelnen Quantenbits separat eingeschrieben, manipuliert und ausgelesen werden. Dazu wird ein Laser auf jeweils eines der Ionen fokussiert. Weit flexibler und damit auch skalierbar zu einer großen Anzahl von Quantenbits ist eine segmentierte lineare Mikrofalle, die in **02** und in einer Detailaufnahme in **03** zu sehen ist.

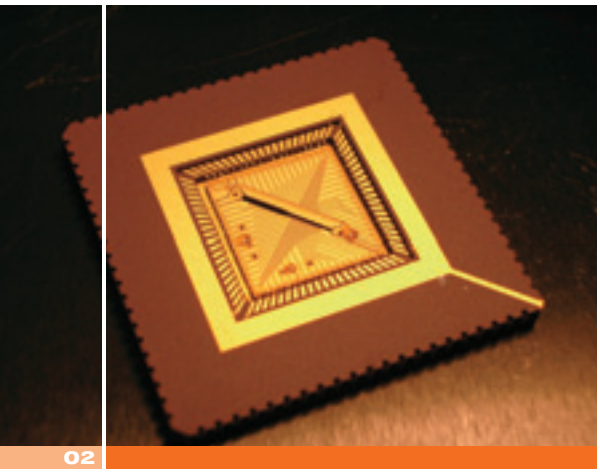
SUMMARY

Entanglement is one of the phenomena that make the quantum world most radically different from our classical intuition. It means of a sort of correlation that cannot be imagined, that is, represented like we usually do with physical reality around us. However, recent progress in the engineering of quantum systems has made possible to produce and to control it in a way that the founding father of quantum mechanics only considered possible in Gedanken experiments. Not only the foundations of the theory can now be probed with unprecedented accuracy, but also revolutionary applications are emerging that exploit entanglement to push forward technological capabilities beyond what was imaginable only a few years ago. A range of fields is affected, from computation to secure telecommunications as well as metrology and sensing. At the heart of these new entanglement technologies lies the ability to create and manipulate quantum correlations between single quantum objects. Among the most advanced systems for these applications are trapped ions, where entanglement has recently been achieved with very high fidelity (error smaller than one percent). The biggest challenge scientists are now facing is to scale this technology up to a high number of controlled ions. In this context a very promising approach is to use microscopic traps, up to a thousand times smaller than those already used in first generation experiments. We describe here the ongoing work in this direction, and we outline different technological applications.



01

Lineare Ionenfalle. Die Ionen werden durch elektrische Radiofrequenz-Felder auf der Fallenachse gehalten. Zusätzlich legt man eine Hochspannung von 1000V an die beiden Spitzen, die sich im Abstand von 5mm befinden. Die Ionen arrangieren sich dann zu einem linearen Kristall, dessen Fluoreszenz auf einer CCD Kamera beobachtet wird. Einzelne Ionen (hier sichtbar als hohe Lichtintensität kodiert in rot) positionieren sich bei Abständen von etwa 5 µm.



02

Segmentierte Mikro-Ionenfalle. Mit einer Schlitzbreite von 500µm und 250µm und laser-geschnittenen Elektrodensegmenten von einer Breite von 100µm ist diese lineare Ionenfalle um etwa zwei Größenordnungen kleiner als die in **01** *gezeigte konventionelle lineare Falle. Durch die große Zahl von einzelnen Elektroden, ist ein in dieser Falle realisierter Quantenprozessor skalierbar hin zu einer größeren Anzahl von Quantenbits, siehe Referenz [7].*

03

Elektronenmikroskopische Detailaufnahme des Prozessorbereichs der Mikro-Falle. Die einzelnen Elektroden der Breite 100µm werden mit Spannungen angesteuert, um Ionen in maßgeschneiderten Potentialen zu halten und zu bewegen.

2.1. Beobachtung einzelner Ionen

Ein großer Vorteil bei der Verwendung von einzelnen Ionen für einen Quantencomputer ist das hocheffiziente Nachweisverfahren, mit dem der Quantenzustand ausgelesen werden kann. Um die von einem einzelnen Ion abgestrahlte Fluoreszenz beobachten zu können, sind zwei physikalische Errungenschaften notwendig. Einmal die Paulfalle, die ein einfach positiv geladenes Atom, ein Ion, auf praktisch unbegrenzte Zeit speichert und andererseits die Methoden der modernen Laserspektroskopie und der Laserkühlung. Wird die Wellenlänge des Laser-Lichtes etwas rot verstimmt gegenüber der Resonanzwellenlänge des elektronischen Überganges im Ion, dann absorbiert das Ion vorzugsweise, wenn es sich in Richtung des Laser-Strahls bewegt. So überträgt man Impuls auf das Ion, sodass die Bewegung auf Temperaturen von weniger als 1/1000 K gekühlt wird. Das gestreute Licht wird auf einer CCD Kamera und auf einem Photomultiplier, einem hochempfindlichen Einzelphotonenzähler, nachgewiesen (**01** zeigt das gestreute Licht von acht Ionen). Innerhalb von nur 1/1000 Sekunde sammeln wir mit unserer Abbildungsoptik typischerweise pro Ion 50 Photonen. Man kann ohne Mühe einzelne Atome mit dem bloßen Auge sehen. Wenn das Ion bei einer gut sichtbaren Wellenlänge streut, leuchtet es heller als ein Stern am Himmel **(02, 03)**.

Der Zustand des in einem Ion eingespeicherten Quantenbits – nach Ablauf des gewünschten Quantenalgorithmus – wird durch zustandsabhängige Fluoreszenz ausgelesen. Wird das Quantenbit in $|1>$ gemessen, beobachten wir Fluoreszenzphotonen, wird das Quantenbit durch die Messung auf den Zustand $|0>$ projiziert, beobachten wir kein gestreutes Licht. Die Zustandsmessung erreicht in 1/1000 Sekunde schon 99 Prozent Wahrscheinlichkeit.

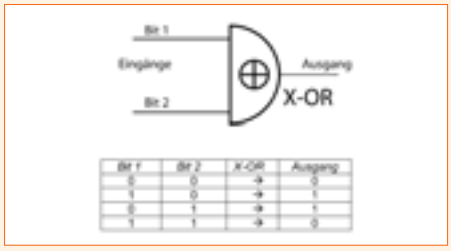
2.2. Manipulation einzelner Ionen in Fallen

Die Positionen und Bewegungen der Ionen in der linearen Kette (siehe Bild) sind durch Coulomb-Wechselwirkungen unter den positiv geladenen Ionen bestimmt. Die

INFOBOX

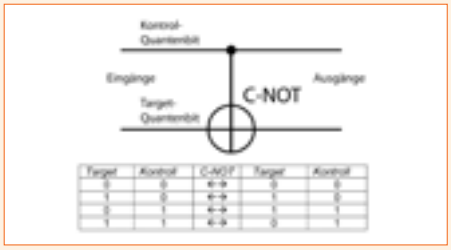
Klassische und quantenlogische Gatter

Klassische Rechner verwenden das X-OR Gatter, welches auch exklusives Oder genannt wird. Es entspricht einer bitweisen Addition beider Eingänge modulo 2, also immer wenn die Eingänge mit ungleichen Bits belegt sind, gibt das Gatter eine logische Eins aus, bei gleichen Eingängen eine logische Null. Eine typische Anwendung ist ein Addierer für binär kodierte Zahlen. Das quantenlogische C-NOT Gatter erweitert die Charakteristik des X-OR, denn das quantenlogische Gatter hat zwei Eingänge und ebenfalls auch zwei Ausgängen. In der Wertetabelle sieht man, dass der Zustand des ersten Quantenbits, des Kontrollbits, nach der Operation unverändert bleibt, der Wert des zweiten Eingangs, des Target-Quantenbits, der klassischen Logik des X-OR folgt. Er wird genau dann invertiert, wenn das Kontrollbit auf 1 gesetzt ist.



Bit 1	Bit 2	X-OR	Ausgang
0	0	→	0
1	0	→	1
0	1	→	1
1	1	→	0

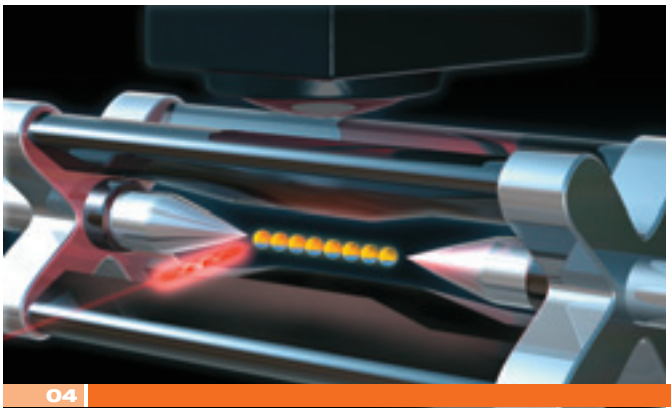
a) Klassisches Gatter und



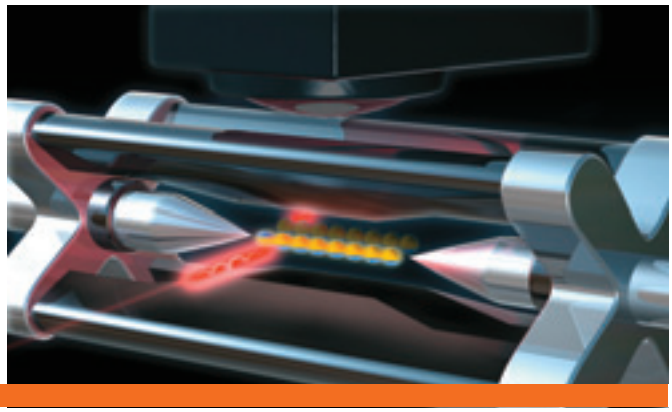
Target	Kontroll	C-NOT	Target	Kontroll
0	0	↔	0	0
1	0	↔	1	0
0	1	↔	1	1
1	1	↔	0	1

b) Quantengatter im Vergleich

Beim quantenlogischen C-NOT sieht man, dass die Operation vorwärts genauso wie rückwärts ablaufen kann. Diese Zeit-Umkehrbarkeit ist charakteristisch für Rechenprozesse in einem Quantencomputer. Der zweite wichtige Unterschied des C-NOT Quantengatters gegenüber seinem klassischen Analog X-OR ist die Möglichkeit, Superpositionszustände von Quantenbits als Kontroll- und als Target-Qubit zu verwenden. Wenn z.B. das Kontrollbit im Zustand $1/\sqrt{2}\,(|0+1>)_{Kontrol}$ *und das Targetbit in* $|0>_{Target}$ *gesetzt sind, erzeugt ein C-NOT einen Bell-Zustand* $1/\sqrt{2}\,(|0>_{Kontrol}|0>_{Target} + |1>_{Kontrol}|1>_{Target})$*. Zwei Quantenbits sind damit in einem verschränkten Zustand.*



04



05

Erzeugen eines GHZ-Zustandes. Erster Schritt: Die Ionen befinden sich in der linearen Falle als linearer Ionenkristall, hier z.B. acht Ionen. Alle Ionen sind zunächst in den Quantenbitzustand $|0>$ gebracht worden. Ein Laserpuls wird auf das erste der Ionen geschossen und regt beides, die gemeinsame Schwingungsbewegung und den Quantenbitzustand des ersten Ions an, sodass ein Superpositionszustand entsteht. Dieser Zustand ist in **05** *skizziert.*

Erzeugen eines GHZ-Zustandes. Zweiter Schritt: Ein zweiter Laserpuls trifft auf das Ion am zweiten Platz des linearen Kristalls ein und wird den in Schritt eins erzeugten Superpositionszustand weiter verarbeiten. Um einen GHZ-Zustand aus acht Ionen zu erzeugen, sind etwa zehn Laserpulse notwendig.

Ionen hängen dabei gleichsam wie mit Federn zusammen. Nie schwingt nur ein einzelnes Ion, sondern die Schwingungsbewegungen werden von allen Ionen geteilt (sogenannten Schwingungsmoden). Mit Laserpulsen wird einerseits der Quantenbit-Zustand jedes einzelnen Ions manipuliert, andererseits kann Impuls auf die lineare Kette übertragen werden und damit eine Schwingungsmode gezielt angeregt werden. Um verschränkte Quantenzustände zu erzeugen, werden die Ionen mit Laserpulsen angeregt, sodass es unter Beteiligung der Schwingungsmode zu einem gemeinsamen Quantenzustand kommt. Um z.B. einen Bell-Zustand $|1_a,1_b> + |0_a,0_b>$ zu präparieren, wird zunächst das Ion a in eine Überlagerung der Quantenbit-Zustände 0 und 1 gebracht. Die Schwingungsmode befindet sich ebenfalls in einer Superposition, sodass der Zustand $|1_a,1_{Mode}> + |0_a,0_{Mode}>$ vorliegt. Mit einem zweiten Laserpuls wird diese in der Schwingungsmode zwischengespeicherte Information auf das zweite Quantenbit umgeschrieben; nun sind beide Ionen in einem maximal quantenkorrelierten Bell-Zustand Φ. Dieser Zustand kann als Ressource für die Teleportation eingesetzt werden.

3. Verschränkte Quantenzustände

Für eine größere Zahl von Ionen lassen sich Bell-Zustände zu einem Greenberger-Horne-Zeilinger (GHZ)-Zustand verallgemeinern. Dabei werden in einer Kette von Ionen alle Quantenbits in Zustand 1 überlagert mit dem Zustand, wo alle in 0 sind, $|1_a,1_b,\ldots 1_y,1_z> + |0_a,0_b,\ldots 0_y,0_z>$. Bei einer Messung dieses Zustandes beobachtet man entweder Fluoreszenz aller oder keines Ions. Beide Ergebnisse treten zufällig und mit gleicher Wahrscheinlichkeit auf. **04** und **05** zeigen schematisch, wie ein quantenverschränkter Zustand hergestellt wird. Die Referenzen [3] und [4] erläutern die Messungen im Detail.

4. Teleportation

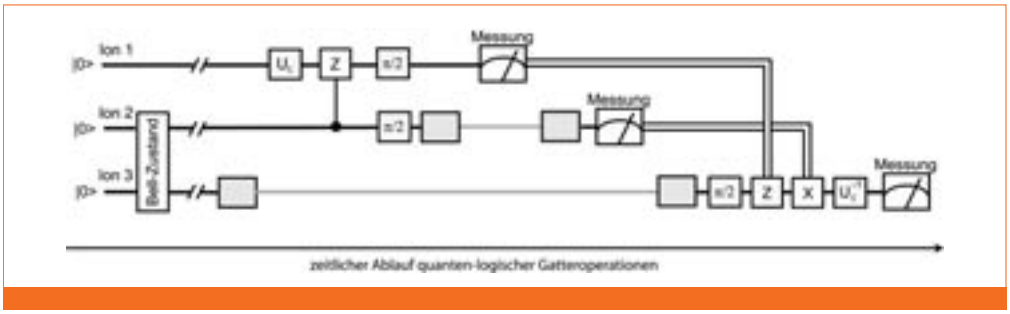
Klassische Information kann nach Belieben kopiert werden. Soll z.B. eine klassische Fax-Nachricht übermittelt werden, so legt man das Papier auf die Maschine und beim Empfänger wird ein Papier mit der identischen Nachricht bedruckt. Im Idealfall hat die Kopie genau die gleiche Qualität wie das Original. Nicht so beim Transport von Quanteninformation, der sogenannten Teleportation. Jedes Quantenbit wird bei einer Messung in seinem Zustand zerstört. Die Quanteninformation der Superposition geht über in die klassische Information Null oder Eins. Für die Übermittlung von Quantenbits wäre es daher eine falsche Strategie, die Quantenbits zu messen und diese klassische Information zu verschicken.

Jedoch gibt es einen Quanten-Algorithmus, der zum gewünschten Ziel führt – einen Quantenzustand $|\Psi>$. Als Ressource werden maximal quantenkorrelierte Zustände, Bellzustände Φ an beide Partner für den Informationsaustausch, also Sender und Empfänger verteilt. Der Sender ermittelt das Ergebnis einer Bell-Messung, indem er die Quantenkorrelationen zwischen dem zu teleportierenden Quantenbit und seinem Quantenbit des Bellzu-

INFOBOX

Quanten-Verschränkung

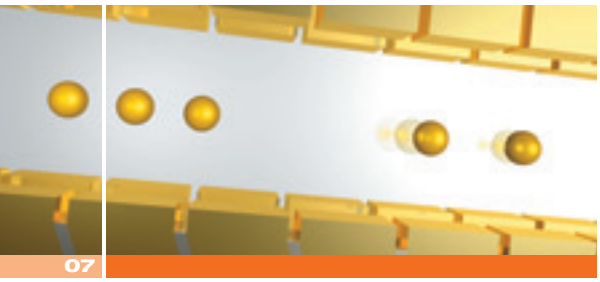
Quantenzustände, z.B. Quantenbits können Überlagerungszustände annehmen. Bei Systemen aus mehreren Quantenbits beobachtet man Verschränkung, die hier für ein System aus nur zwei Quantenbits a und b erklärt wird, aber ebenso verallgemeinert für Vielteilchen-Quantensysteme gilt. Mathematisch beschreibt $\Phi = |1_a,1_b> + |0_a,0_b>$ einen verschränkten Quantenzustand, bei dem eine Messung an dem Teilchen a den Zustand auf eine der beiden Anteile der Wellenfunktion reduziert. Damit tauchen die Resultate 0_a und 1_a gleich häufig und völlig zufällig auf. Jedes Messergebnis am Sub-System a ist mit einem Ergebnis an b korreliert, denn immer wenn hier ein Ergebnis 1 vorliegt wird dort auch 1 gemessen. Die Eigenschaften der Sub-Systeme sind damit völlig unbestimmt, die des Gesamt-Systems dagegen vollständig bestimmt.



06

Quantenschaltkreis für eine Teleportation: Gesendet wird das Quantenbit, welches auf Ion 1 gespeichert ist. Ein Bellzustand wird als Ressource verwendet, der vorher in den Ionen 2 und 3 eingeschrieben wurde. Der Sender führt eine Bellmessung an seinen Quantenbits 1 und 2 durch und schickt klassische Information an den Empfänger. Der rotiert das dritte Ion und erhält den originalen Quantenzustand, was durch eine abschließende Messung an Ion 3 nachgewiesen wird.

stands feststellt. Diese Messung erzeugt zwei Bit klassische Information, d.h. 00, 01, 10 oder 11. Dieses Bitmuster sendet er zum Empfänger, der nun an seinem Quantenbit des Bellzustands eine Rotation durchführt, die davon abhängt, welches Bitmuster er empfangen hat. Nun erhält er $|\Psi>$, die Teleportation hat stattgefunden. Interessant ist es zu sehen, dass der Sender tatsächlich keine Information über den Quantenzustand $|\Psi>$ behält, der Zustand wurde ja gemäß den Gesetzen der Quantentheorie nicht kopiert, sondern unzerstört teleportiert. **06** zeigt den zeitlichen Ablauf der Einzelschritte, im Experiment müssen dazu etwa 40 äußerst genaue Laserpulse auf die drei Ionen geschossen werden, wobei z.B. die Frequenz des Laserlichtes um nicht mehr als einen fast unvorstellbar kleinen Bruchteil von 10^{-12} schwanken darf, damit die Teleportation gelingt. Details der Teleportation sind in Referenz [5] dargestellt.



07

Schema für einen skalierbaren Quantencomputer basierend auf einer segmentieren Mikrofalle: Ionen, in diesem Fall zwei der fünf Ionen, werden jeweils für die nächste quantenlogische Operation transportiert, wo Laser die Information einschreiben, verarbeiten und schließlich auslesen. Wichtig ist es, die elektrischen Spannungen an den einzelnen Fallensegmenten für einen schnellen und kontrollierten Transport der Ionen perfekt maßzuschneidern.

5. Quanten-Atomuhren und Quantensensoren

Quanten-korrelierte Zustände mehrerer Quantenbits ergeben bei einer Messung korrelierte Ergebnisse. Damit ist das Messrauschen geringer als bei einer klassischen Messung an unkorrelierten Teilchen. Die modernen Atomuhren, die zurzeit verwendet werden, erreichen die fast unvorstellbare Ganggenauigkeit von etwa 10^{-16}. Über das Alter des Universums wäre eine solche Uhr weniger als eine Sekunde falsch gegangen. Um hier noch höhere Genauigkeit zu erreichen, werden quanten-korrelierte Zustände eingesetzt, mit denen man die systematischen Fehler und Rauschquellen unterdrücken kann. Auch andere hochgenaue Quanten-Sensoren, z.B. für magnetische Felder, elektrische Ströme und mechanische Vibrationen sind möglich und können eine Vielzahl von Anwendungen hervorbringen. Die prominenteste Anwendung, die jedoch auch mit den größten Schwierigkeiten bei der Realisierung verbunden ist, stellt der Quantencomputer da.

6. Auf dem Weg zu einem skalierbaren Quantencomputer

Während Systeme aus wenigen Quantenbits in Laborexperimenten schon für rudimentäre Algorithmen eingesetzt worden sind, wie etwa die experimentelle Realisierung der Teleportation mit drei gefangenen Ionen, stellen sich für einen zukünftigen Quantencomputer zwei Probleme: Einmal sind die quantenlogischen Operationen noch nicht perfekt genug, da selbst durch kleine einzelne Fehler nach einer Reihe von Rechenoperationen das Endergebnis fehlerhaft wird. Dies ist keineswegs ein grundsätzliches Problem, denn schon heute können Rechenoperationen mit einer Treue von über 99 Prozent durchgeführt werden, siehe Referenz [6]. Der technische Fortschritt ist hier schnell, vieles lässt sich weiter optimieren. Das Ziel wird es sein, eine Genauigkeit von 99.99 Prozent zu erreichen, denn bei dieser Qualität kann man die restlichen Fehler aktiv korrigieren, d.h. die Fehler detektieren und dann die entsprechenden Quantenbits wieder in ihren richtigen Zustand versetzen. In jedem klassischen Computer laufen ständig ähnliche Prozesse. Der zweite entscheidende Durchbruch wird sein, wenn es gelingt, einen skalierbaren Quantenprozessor zu realisieren. Denn es sind je nach Aufgabe und Algorithmus zwischen 40 und 1.000 Quantenbits nötig – aktuelle Experimente arbeiten noch mit weniger als 10 Quantenbits.

Um einen skalierbaren Prozessor mit Ionen zu untersuchen, haben wir eine segmentierte Mikro-Ionenfalle gebaut, in der Ionen und damit die in ihnen gespeicherte Quanteninformation bewegt werden kann, siehe Referenz [7]. So wird es mit einer solchen segmentierte Falle möglich, Operationen immer nur an einer kleinen – daher beherrschbaren – Zahl von Ionen durchzuführen. Verschränkte Zustände

werden dann zu Speicherregionen transportiert und neue Quantenbits, ähnlich wie bei einem Abakus, für die nächsten quantenlogischen Operationen in die Prozessorregion geschoben. **07** und **08** zeigen den schematischen Ablauf.

7. Quanten-Schnittstellen und Quantenkorrelationen über weite Distanzen

Das wohl wichtigste Anwendungsgebiet für Quanten-Informationsverarbeitung ist eine durch die Prinzipien der Physik gewährleistete abhörsichere Kommunikation. Wie am Beispiel der Teleportation dargestellt, kann man Quantenbits nicht kopieren, daher fällt jeder Abhörversuch sofort auf und gewährleistet damit die in vielen Anwendungen gewünschte Sicherheit. Quantenkanäle über eine Entfernung von etwa 100 Kilometer sind auch schon mit Photonen, die über konventionelle Glasfasernetze geschickt wurden, realisiert worden und erste Firmengründungen vermarkten diese Anwendung. Das entscheidende Problem ist die begrenzte Reichweite von maximal 100 Kilometern, die viele Anwendungen ausschließt. Der Grund dafür liegt darin, dass durch die restliche Absorption in Glasfasern das Signal einzelner Photonen „nachverstärkt" werden müsste. Dieser Verstärker darf jedoch kein klassischer Verstärker sein, sondern er muss Quanteninformation verarbeiten können. In der einfachsten Version bestände solch ein Bauteil aus drei Ionen, die durch Laserpulse kontrolliert werden. Zwei mikro-optische Faserresonatoren erlauben es, das in einem Ion gespeicherte Quantenbit in ein einzelnes Photon „umzuschreiben" und über die angeschlossene Glasfaser zum Empfänger zu transportieren, **09**. Selbst wenn diese Operationen nicht in 100 Prozent der Fälle erfolgreich sind, funktioniert das Schema trotzdem, denn die Messung an einem dritten Ion verrät, ob ein Fehler unterlaufen ist und daher der Schritt wiederholt werden muss. In dieser Weise können quantenkorrelierte Zustände auch über weite Distanzen erzeugt werden und eine Ressource für Kommunikationsprotokolle darstellen. Für die Realisierung eines solchen Quanten-Netzwerkes sind die technologischen Hürden geringer als für den Quantencomputer, da nur eine vergleichsweise geringe Zahl von Quantenbits beherrscht werden muss.

8. Ausblick

Quantenkorrelationen können an kleinen Systemen erzeugt und beobachtet werden. Bei diesen aus mehreren Einzelobjekten zusammengesetzten Quantensystemen sind die Eigenschaften der Subsysteme unbestimmt, während die des Gesamtsystems vollständig bestimmt sind. Die sehr spezifischen Eigenschaften solcher nichtklassischen Zustände sind nicht nur für zukünftige Anwendungen entscheidend, sondern auch für den Grundlagenforscher von fundamentalem Interesse. • *F. Schmidt-Kaler, T. Calarco*

08

Die zwei Ionen befinden sich in der Prozessor-Region, wo sie mit Laserlichtfeldern wechselwirken und durch eine Abfolge von Laserpulsen ein verschränkter Bell-Zustand erzeugt wird. Später können weitere Ionen aus der Speicherregion (links) in die Wechselwirkungsregion weiterbefördert werden.

Literatur

1: Eine schöne, allgemeinverständliche Darstellung der Gedankenwelt der Quantenphysik findet sich in „Einsteins Schleier – die neue Welt der Quantenphysik", A. Zeilinger, C.H. Beck Verlag (2003).

2: „Quanteninformationsverarbeitung: Segmentierte Mikrochip-Falle für kalte Ionen", S. Schulz, F. Schmidt-Kaler, Physik in unserer Zeit, Vol. 38, Issue 4 , 162 (2007).

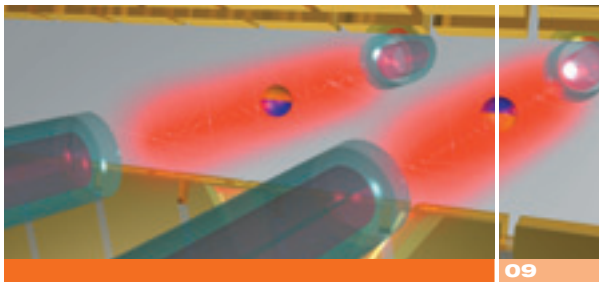
3: „Tomography of entangled massive particles", C.F. Roos, G.P.T. Lancaster, M. Riebe, H. Häffner, W. Hänsel, S. Gulde, C. Becher, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt, Phys. Rev. Lett. 92, 220402 (2004).

4: „Control and Measurement of Three-Qubit Entangled States", C. Roos, M. Riebe, H. Häffner, W. Hänsel, J. Benhelm, G. Lancaster, C. Becher, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt, Science 304, 1478 (2004).

5: „Deterministic quantum teleportation with atoms", M. Riebe, H. Häffner, C. F. Roos, W. Hänsel, J. Benhelm, G. P. T. Lancaster, T. W. Körber, C. Becher, F. Schmidt-Kaler, D. F. V. James, R. Blatt, Nature 429, 734 (2004).

6: „Towards fault-tolerant quantum computing with trapped ions", J. Benhelm, G. Kirchmair, C. F. Roos, R. Blatt, Nature Physics 4, 463 (2008).

7: „Sideband cooling and coherent dynamics in a microchip multi-segmented ion trap", S. Schulz, U. Poschinger, F. Ziesel and F. Schmidt-Kaler, New Journal of Physics 10, 045007 (2008).



09

Quanten-Schnittstelle, aufgebaut mit zwei Ionen und zwei faser-optischen Mikroresonatoren. Im ersten Schritt werden quantenkorrelierte Zustände, wie z.B. Bell-Zustände, mit Hilfe von Laserpulsen erzeugt. Zwei Ionen werden in die optischen Mikroresonatoren geschoben um die Quantenbits in Photonen über die Glasfasern zu transportieren. Verschränkte Photonen können so an die Partner der Quantenkommunikation verteilt werden.

DIE AUTOREN

Ferdinand Schmidt-Kaler

(l.) studierte an den Universitäten Bochum, Bonn und München und schloss mit dem Diplom in Physik an der TU München ab. In seiner Doktorarbeit bei T.W. Hänsch am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching beschäftigte er sich mit Präzisionsspektroskopie an Wasserstoff. Nach einer Post-Doc Zeit bei S. Haroche an der Ecole Normale Superieure in Paris wurde er Assistent bei R. Blatt im Institut für Experimentalphysik Innsbruck und forschte dort an ultrakalten gespeicherten Ionen für einen Quanten-prozessor. Seit 2004 ist er Leiter des Instituts für Quanten-Informationsver-arbeitung an der Universität Ulm. Er erhielt den Helmholtz-Preis der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig, den Rudolf-Kaiser Preis, und ist seit 2008 stellvertretender Vorsitzender der Fachgruppe Quantenoptik und Photonik der DPG.

Tommaso Calarco

hat in Padua und Ferrara studiert und mit einer Dissertation über Modelle der Quantenchromodynamik promoviert. Danach arbeitete er bei P. Zoller in Innsbruck innerhalb der Quanteninformationsverarbeitung, insbesondere zur Theorie einer physikalischen Implementierung von skalierbaren Quanten-prozessoren. Nach Anstellungen als Post-Doc an der Universität Innsbruck, dem ECT in Trient und dem NIST in Gaithersburg, USA, wurde er 2004 Senior Researcher beim BEC-Zentrum in Trient und war 2005 bis 2007 Visiting Scholar an der Universität Harvard. Seit 2007 gehört er zum Institut für Quanten-Informationsverarbeitung der Universität Ulm. Er war zweimal Marie-Curie Fellow der Europäischen Kommission sowie einmal Fulbright Fellow des US Department of State. 2002 erhielt er den Wallnöfer Preis der Tiroler Industriellenvereinigung.

Kontakt

Institut für Quanten-Informationsverarbeitung, Universität Ulm
Albert-Einstein-Allee 11, 89069 Ulm, Tel.: 0731/50-22830, Fax: 0731/50-22839
E-Mail: nawi.qiv@uni-ulm.de, Internet: www.quantenbit.de

Carl Zeiss ist Top-Arbeitgeber 2008

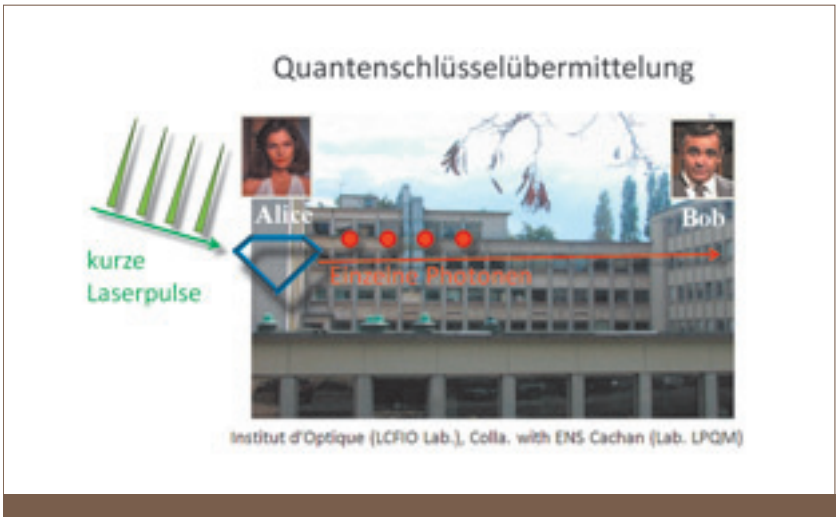
TOP ARBEITGEBER DEUTSCHLAND '08
AWARDED BY crf.com
Karriere
1. Platz Ranking

Wann beginnen Sie Ihre Karriere bei uns?
www.zeiss.de/karriere

ZEISS

We make it visible.

Ein Quantencomputer in Diamant



Die Möglichkeit Materialien auf der atomaren Skala zu strukturieren und ihre chemische Zusammensetzung zu kontrollieren hat dazu geführt, dass Quanteneffekte, die in der Vergangenheit nur aufwendig im Forschungslabor herzustellen waren, nun Einzug in die technische Nutzung halten. Da sich die atomare Welt in Teilen völlig anders als die makroskopische Welt verhält, hält die Quantenmechanik einige Möglichkeiten parat, die unseren Alltag komplett revolutionieren würden, wenn sie makroskopisch „nutzbar" gemacht werden können. Dazu bedarf es einerseits eines tiefgehenden Verständnisses der Quantenmechanik, andererseits des richtigen Systems um diese möglichst unter Umgebungsbedingungen sichtbar zu machen. Überraschenderweise stellt Kohlenstoff unter bestimmten Gesichtspunkten ein solches Material dar. Zurzeit sorgt beispielsweise Graphen, das sind Monolagen aus Kohlenstoff in sp^2-hybridisierter Form (wie im Graphit), aufgrund seiner ungewöhnlichen elektronischen Eigenschaften für Furore. Aber auch Diamant verspricht aufgrund einiger seiner Eigenschaften ein nahezu perfektes Quantenmaterial zu sein.

1. Materialeigenschaften von Diamant

Diamant wird seit Jahrzehnten als nahezu idealer Halbleiter gehandelt. Einerseits ist er optisch transparent mit einer Bandlücke von ca. 5.5 eV und damit für die Optoelektronik nahezu ideal geeignet – im Gegensatz zu Silizium. Andererseits besitzt er eine sehr hohe Wärmeleitfähigkeit, sodass eines der größten Hindernisse zunehmender Integrationsdichte in modernen nanoelektronischen Schaltkreisen, die Hitzeentwicklung, für den Diamant kein Problem darstellen würde. Allerdings ist es trotz jahrelanger intensiver Forschung nicht gelungen durch Dotierung genug Leitungselektronen in Diamant zu erzeugen, um die für viele elektronische Anwendungen notwendige Leitfähigkeit herzustellen.

Die Karriere von Diamant als Elektronikmaterial der Zukunft ist damit ungewiss.

Im Bereich der Quantenspintronik stellt sich die Situation allerdings vollkommen anders dar. Hier ist man nicht auf der Suche nach einem System, das wie bei der klassischen Elektronik, viele bewegliche Elektronen (und Löcher) im Leitungsband (bzw. Valenzband) aufweist. Eher im Gegenteil sucht man nach Festkörpermaterialien in denen sich einzelne Quantensysteme, das bedeutet z.B. einzelne Elektronen, lokalisieren lassen. Neben dem Herstellungsproblem besteht dabei die Herausforderung, diese Quantensysteme auch zu detektieren und in größere Einheiten zu integrieren. Mit anderen Worten, statt elektronische Schaltungen mit einigen 10^{16} Elektronen zu betreiben, basiert die Funktion z.B. einer Quantenspintronik auf dem magnetischen Moment einzelner Elektronen. Hier kommen nun dem Diamant Eigenschaften zugute, die seinen Einsatz im Bereich der klassischen Elektronik eher erschweren.

Die große Bandlücke von Diamant beispielsweise erlaubt es, einzelne Quantensysteme optisch zu adressieren. Diese Möglichkeit besteht z.B. in Silizium aufgrund der geringen Bandlücke nicht. Weiterhin lässt sich das Material mittlerweile in einer Reinheit herstellen, die selbst die von hochreinem Silizium übertrifft. Um die Quanteneigenschaften des definierten Systems nutzen zu können, ist es zudem unerlässlich, eine Ausgangssituation zu schaffen, in denen diese nicht durch Umgebungseffekte verwischt werden. Üblicherweise werden hierzu die Quantensysteme auf sehr geringe Temperaturen abgekühlt, sodass sämtliche Umgebungseinflüsse ausgefroren werden. In Festkörpern sind dies zumeist Schwingungen der Bausteine, aus denen das Material aufgebaut ist. Diese Schwingungen (Phononen) sorgen dafür, dass die Phase eines Quantenzustandes, der beispielweise aus einer Überlagerung der beiden Quantenzustände des magnetischen Momentes eines Elektrons resultiert, innerhalb einer kurzen Zeit einen zuvor eingestellten Wert verliert.

Ein praktisch nutzbares Quantenmaterial wird daher dadurch ausgezeichnet sein, dass solche Phononen unter Umgebungsbedingungen nicht oder kaum existieren. Auch hier kommt Diamant eine vorteilhafte Sonderrolle zu. Aufgrund der geringen Massen der Gitterbausteine und deren hoher Bindungskraft liegen die Frequenzen der Phononen bei so hohen Werten, dass diese thermisch selbst bei Raumtemperatur nicht oder kaum angeregt sind. In der Tat war bereits in den 60er Jahren bekannt, dass viele Eigenschaften von Diamant bei einer Temperatur von T=20°C denen von z.B. Silizium bei T=–200°C entsprechen. Man kann daher von Diamant als Raumtemperatur Quantenmaterial sprechen.

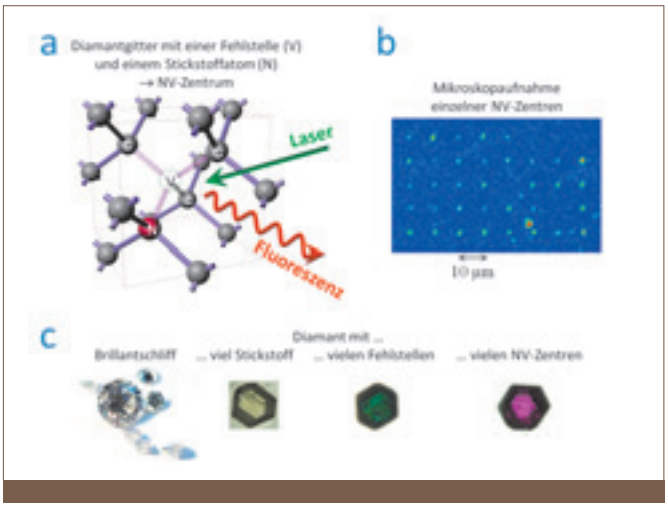
Es besteht nun die Frage, welche Quantensysteme sich in Diamant definieren lassen und wie mit diesen gearbeitet werden kann. Dazu benutzen wir Farbzentren im Diamant, die wir gezielt durch eine Dotierung mit Fremdatomen herstellen. Den meisten wird Diamant als farbloser, transparenter Edelstein bekannt sein. Allerdings ist die überwiegende Anzahl geschürfter und auch künstlich hergestellter Diamanten farbig. Zumeist findet man eine bräunliche bzw. gelbliche Färbung der Steine, die auf eine hohe Stickstoffkonzentration schließen lassen (siehe **01c**). Neben diesen Färbungen findet man praktisch sämtliche anderen Farben der Farbskala. Häufig übertreffen die farbigen Diamanten bei entsprechender optischer Qualität die farblosen Varianten bei weitem an Wert. Die Farbe kommt dadurch zustande, dass in das Diamantgitter Fremdatome eingebaut werden, die Licht einer für die Verunreinigung spezifischen Wellenlänge absorbieren und dem farblosen Stein seine Farbe verleiht.

Im Falle der hier geschilderten Forschungsarbeiten wird Diamant gezielt mit Stickstoffatomen dotiert. Das Stickstoffatom

SUMMARY

In recent years quantum technology has evolved from the laboratories towards technical application. Some of them like quantum cryptography are already in commercial use, others like quantum computers are in development. The biggest obstacle with quantum devices is decoherence, the loss of the quantum properties due to interaction with the environment. Solid state systems usually have to be cooled down to low temperatures in order to freeze out the vibrations of the lattice. Diamond has several advantages over all other candidates in the field, because of its unique material properties. It is transparent so qubits embedded in the lattice can be addressed optically. Its vibrational properties at room temperature match those of e.g. Silicon at 20 K. For ^{12}C has no nuclear spin the lattice is mostly invisible to a given qubit. One can speak of Diamond as a high-temperature-quantum-material.

We use the nitrogen-vacancy-color-center (NV-center) as a quantum register. It is exceptionally suitable for this task, for it features a triplet ground state which can be initialized by simply shining green laser light on the center. The fluorescence light intensity depends on the spin state, so lasers can be used for read out as well. With those optical properties the NV-center can serve as a single photon source for quantum cryptography. As qubits the electron spin of the NV as well as nuclear spins (e.g. ^{13}C) in close vicinity of the center are utilized. Because the nuclear spins cannot be read-out optically they are controlled via their hyperfine coupling to the electron spin of the NV-center. Up to four qubits are realizable at a single site right now. This is sufficient for the use as a quantum repeater, a device to mediate quantum entanglement over long distances. To scale up the number of qubits several NV-centers have to be coupled together. This should again be possible e.g. via optics. Therefore one has to be able to place the NV-centers in the lattice precisely. For that purpose ion implantation techniques are being greatly improved. Since quantum effects are way out of our normal experience, bringing them into our macroscopic world will surely revolutionize our daily lives.



01

a) Struktur des NV Zentrum im Diamantgitter.
b) Fluoreszenzmikroskopische Aufnahme von einzelnen NV Zentren in einem Diamantkristall.
c) Diamantkristalle in verschiedenen Stadien der Präparation

alleine absorbiert Licht nicht besonders stark. Falls sich allerdings ein sogenanntes Stickstoff-Fehlstellenzentrum (NV-Zentrum) bildet, kommt es zu einer intensiven Absorption und auch Emission (Fluoreszenz) des Defekts. Es hat sich ein sogenanntes Farbzentrum gebildet (**01a**). Die Absorptionswellenlänge des Farbzentrums liegt bei ca. 640 nm, d.h. im roten Spektralbereich. Diamanten, die eine hohe Konzentration an NV Zentren aufweisen, sind daher dunkelblau oder pink gefärbt. In den hier geschilderten Experimenten sind die Farbzentren durch Implantation von Stickstoff aus einem Stickstoffatomstrahl erzeugt worden (**01b**). Absorptions- und Emissionsstärke der NV Zentren sind in etwa mit einem guten Farbstoffmolekül vergleichbar, d.h. die Fluoreszenz einzelner Defektzentren kann mit einem konfokalem Mikroskop und entsprechend hochempfindlichen Detektoren nachgewiesen werden (**01b**). Dies ist die wesentliche Grundlage aller im weiteren beschriebenen Experimente und Anwendungen.

2. Einzelphotonenquellen für geheime Datenübertragung

In einer Welt, in der der Datentransfer ständig zunimmt, kommt dessen sicherer Übertragung eine steigende Bedeutung zu. Internethandel oder Banktransaktionen sind darauf angewiesen, dass die Informationen zwischen Empfänger und Sender in einer Weise übermittelt werden, dass ein Abhören vertraulicher Daten unmöglich ist. Gegenwärtig wird diese Abhörsicherheit durch eine Datenverschlüsselung mit öffentlichen Schlüsseln z.B. nach dem sogenannten RSA-Verfahren gewährleistet. Verkürzt gesagt tauschen Sender und Empfänger öffentlich einen Schlüssel, d.h. eine N-stellige Zahl aus. Die Verschlüsselung der Nachricht geschieht mit diesem Schlüssel und basiert darauf, dass es für das Zerlegen einer Zahl in Primfaktoren keinen effizienten Algorithmus gibt. Benutzt man große Zahlen als Schlüssel zur Verschlüsselung einer Nachricht nach dem RSA Verfahren, so müssen zu deren Entschlüsselung zunächst die Primfaktoren dieser Zahl gefunden werden. Da die Dauer der Suche nach diesen Faktoren exponentiell mit der Anzahl der Stellen anwächst, ist dieses Verfahren umso sicherer, je länger der verwendete Schlüssel ist. Gegenwärtig wird z.B. bei der Übermittlung der elektronischen Steuerklärung ein Schlüssel mit einer Länge von 128 Bit benutzt. Mit den verfügbaren Rechenleistungen und unserem Kenntnisstand bei der Primzahlzerlegung würde ein Knacken dieser Verschlüsselung derzeit ca. 10^{19} Jahre dauern. Allerdings ist bisher nicht bewiesen, dass es keine effizienteren Zerlegungsalgorithmen gibt. Ein zukünftiger Quantencomputer z.B. hätte das Potential, die Primzahlzerlegung mit dem Shor-Algorithmus erheblich zu beschleunigen und damit die gegenwärtigen Verschlüsselungssysteme, auch wenn noch deutlich längere Schlüssel zum Einsatz kämen, unbrauchbar zu machen. Es gibt daher ein großes Interesse daran, neuartige Verschlüsselungsprinzipien zu entwickeln.

Eine neue Methode, die bereits Eingang in dieses Anwendungsfeld gefunden hat, ist die Quantenkryptografie. Hier beruht die Verschlüsselung von Daten auf fundamentalen physikalischen Prinzipien, deren Gültigkeit in zahllosen Messungen bestätigt wurde. Genauer nutzt man den Umstand, dass eine Messung an einem Quantensystem stets dieses Quantensystem selbst beeinflusst. Dieser Einfluss lässt sich nachweisen und somit ein Abhören eines Kommunikationskanals im Nachhinein feststellen. Dazu muss allerdings die Information mittels eines Quantensystems übertragen werden.

Das offensichtlich am besten geeignete System sind einzelne Photonen. Beispielsweise lässt sich eine Null oder Eins als Polarisation des Photons darstellen. Die Methode wird genutzt, um einen Schlüssel der nur einmal verwendet wird, ein sogenanntes „one time pad", zwischen einem Sender (Alice) und Empfänger (Bob) auszutauschen. Das „one time pad" als Verschlüsselungsverfahren kann nicht gebrochen werden, wenn der Schlüssel nicht, z.B. durch Abhören der Schlüsselübertragung,

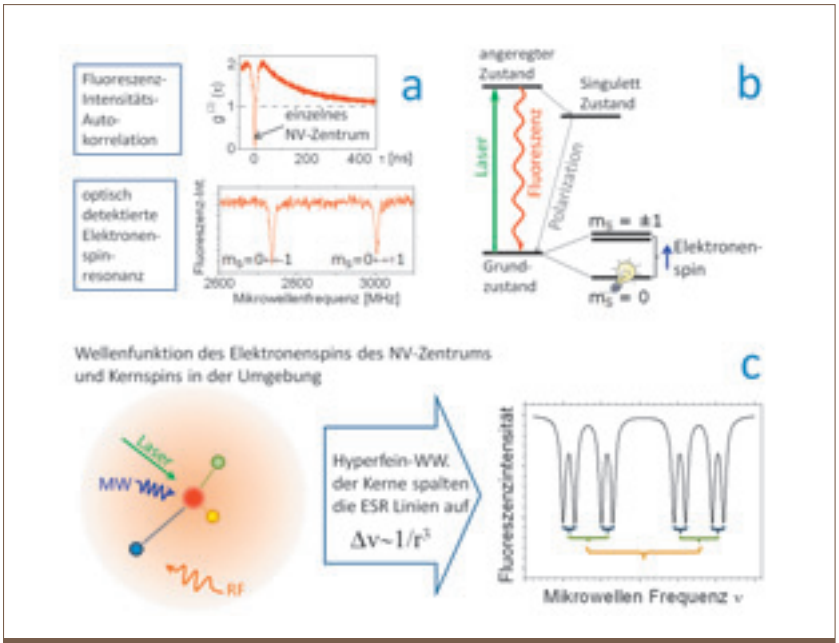
bekannt wird. Wird jedes Bit dieses Schlüssels mit nur einem Photon übertragen, so lässt sich aus der Übermittlung schließen, ob die Daten von einem „Spion“ (Eve) abgehört wurden.

In groben Zügen gehen Sender und Empfänger dabei wie folgt vor. Der Sender polarisiert Photonen entlang zweier orthogonaler Richtungen, um die Bitwerte „0“ und „1“ zu codieren. Der Empfänger benutzt Polarisatoren vor dem Photonendetektor, um diese Bitwerte auszulesen. Indem sie die gemessenen Werte miteinander vergleichen, erhalten beide Information darüber, ob jemand während der Übertragung die Polarisation der Photonen gemessen und damit verändert hat. Erst wenn der Quantenschlüssel auf beiden Seiten der Kommunikationspartner vorliegt, benutzen sie ihn um geheime Botschaften auszutauschen.

3. Einzelphotonenquelle aus Diamant

Eine wichtige Voraussetzung für die abhörsichere Quantenkryptographie ist es, dass der Sender über eine Quelle für einzelne Photonen verfügt. Geeignete Einzelphotonenquellen präparieren dabei gezielt einen ausgewählten Quantenzustand. In einem Laserstrahl dagegen unterliegt die Anzahl der Photonen einer Poissonverteilung, bei der die Abweichung um einen Mittelwert (z.B. N Photonen) $\sqrt{N}$ beträgt. D.h. auch wenn die Laserintensität so eingestellt wird, das im Mittel nur ein Photon emittiert wird, besteht eine bestimmte, durch die Poissonverteilung festgelegte Wahrscheinlichkeit, dass kein bzw. zwei Photonen emittiert werden. Eine geeignete Einzelphotonenquelle muss also Quantenzustände realisieren, die keiner Wahrscheinlichkeitsverteilung unterliegen, bei denen die Photonenzahl also einen definierten, scharfen Wert besitzt. Solche Zustände werden als Fockzustände bezeichnet und werden beispielsweise durch die Emission einzelner Quantenemitter, z.B. Farbzentren realisiert.

Eine von der Poissonverteilung abweichende Photonenemission wird durch die Messung einer Intensitätsautokorrelationsfunktion bestätigt (**02a**). In dieser Grafik ist die Wahrscheinlichkeit aufgetragen, ein Photonenpaar mit einem zeitlichen Abstand τ zu detektieren. In der Abbildung ist die entsprechende Statistik für die

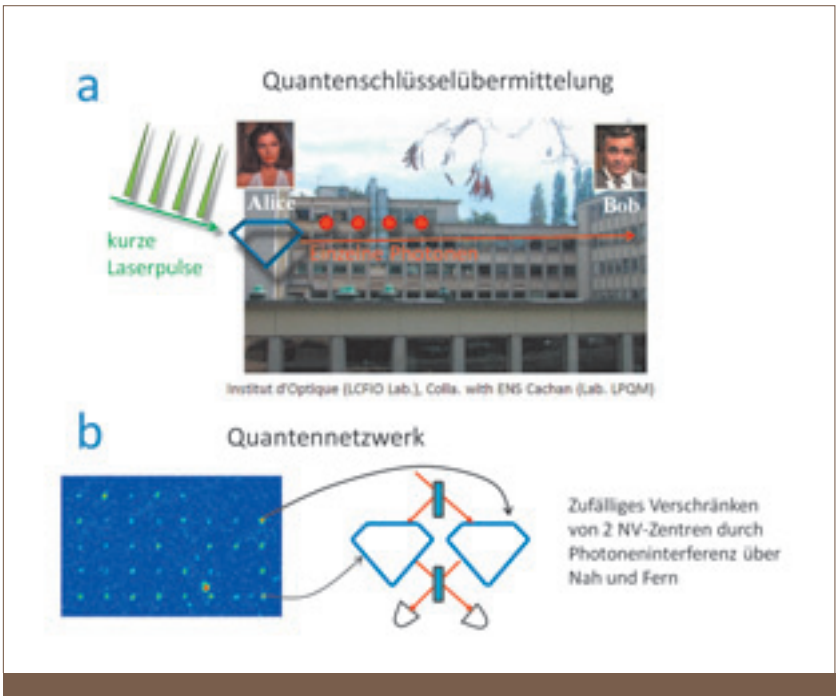


02

a) Die Fluoreszenzautokorellationsfunktion zeigt mit ihrem Dip bei τ=0 ns, dass ein einzelnes NV-Zentrum vorliegt. Optisch detektierte magnetische Resonanz an einzelnen NV Defekten zeigt die beiden Übergänge zwischen den Niveaus m_s=0↔−1 und 0↔+1.
b) Energieniveauschema des NV Defekts inklusive der Spin Feinstruktur.
c) Kernspins (blauer, grüner, gelber Punkt) mit verschiedenen Abständen zum NV-Zentrum (roter Punkt) erzeugen aufgrund verschiedener Hyperfeinkopplungen eine unterschiedlich starke Aufspaltung des Elektronenspin Resonanzspektrums. Je kleiner der Abstand desto größer die Linienaufspaltung (siehe Farbkodierung).

Fluoreszenzemission eines einzelnen NV Defekts durchgeführt worden. Wie aus der Abbildung ersichtlich wird, geht die Wahrscheinlichkeit, Fluoreszenzphotonen mit einem Zeitabstand τ=0 nachzuweisen gegen Null. Ein einzelnes NV Zentrum emittiert demnach immer nur ein einzelnes Photon. Physikalisch lässt sich dies sehr leicht anhand des Energieniveauschemas in **02b** nachvollziehen. Wird vom Farbzentrum ein einzelnes Photon emittiert, so befindet sich der NV Defekt anschließend im Grundzustand. Aus diesem Zustand muss das NV Zentrum zunächst in den ersten angeregten Zustand (E) durch den Anregungslaser gebracht werden. Die mittlere Zeit die hierzu notwendig ist, beträgt $\Omega_{12}t = \pi$, wenn Ω_{12} die Laserrabifrequenz ist.

Nach diesen Überlegungen werden niemals zwei Photonen gleichzeitig emittiert. Dass sich mit der Emission von einzelnen Photonen aus NV Defektzentren Daten übertragen lassen, konnte J.F. Roch 2004 zeigen, indem er und seine Kollegen einen Kryptoschlüssel zwischen zwei Gebäudeflügeln des Photonikzentrums in Cachan bei Paris übertrugen (**03a**). Diese ersten Experimente mussten aufgrund der Freistrahlübertragung und der geringen Emissionsrate des Zentrums bei Nacht durchgeführt werden. Um höhere Übertragungsraten zu erhalten und einen Routinebetrieb unabhängig von der Umgebungsbedingung zu erreichen, ist es entscheidend, eine größere Emissionsrate zu



03

a) Übertragungsstrecke in Cachan (Paris) auf der mittels einzelner NV Photonen ein Kryptographieschlüssel transmittiert wurde.
b) Schematische Darstellung der Verschränkung zweier Defekte mittels der Interferenz zweier ununterscheidbarer Photonen auf einem Strahlteiler.

erreichen und auch die Emissionswellenlänge entsprechend anzupassen. Dies gelingt durch die Wahl anderer Defekte wie Nickelatomen, die im Diamantgitter eingebaut sind. Derzeit bereitet die Arbeitsgruppe um Prof. Roch Tageslichtübertragungen mit diesem Emitter vor.

Es gibt eine ganze Reihe von Quantensystemen, die sich als Einzelphotonenemitter eignen. Letztendlich sind alle Quantensysteme, die eine hohe Photonenemissionsrate aufweisen, geeignete Kandidaten. Dazu gehören Farbstoffmoleküle und Quantenpunkte. Farbzentren in Diamant haben einen großen Vorteil, denn sie bleichen nicht aus und müssen nicht bei niedrigen Temperaturen betrieben werden. Entsprechend ist bereits von einer Firma in Australien ein Gerät auf den Markt gebracht worden, das als Einzelphotonenquelle für Telekommunikationsanwendungen auf einzelnen Defekten in Diamant basiert (**03b**).

4. Verstärker für Einzelphotonen

Momentan sind Quantenkryptografiesysteme auf relativ kurze Entfernungen beschränkt, da aufgrund von Übertragungsverlusten einzelne Photonen maximal ca. 100 km weit übertragen werden können. Klassische Signalverstärker, wie derzeit in der optischen Datenübertragung üblich, können nicht zum Einsatz kommen, da das Verstärken wie eine Messung des Signals zur Dekohärenz, dem Verlust der Quanteneigenschaften, führt und damit die sichere Übertragung nicht mehr gewährleistet wäre. Den Ausweg bieten sogenannte, bisher nur vorgeschlagene, Quantenrepeater, kleine Quantencomputer, die zunächst einen Kanal aufbauen, indem sie untereinander verschränkt werden. Das bedeutet automatisch, dass der erste Repeater mit dem letzten der Reihe verschränkt ist. Nun kann die gewünschte Information zwischen den beiden Endstellen teleportiert werden.

Teleportation (**siehe Beitrag Schmidt-Kaler, in diesem Heft**) beruht auf einer Messung an einem Paar von verschränkten Quantenbits, welche den Zustand eines dritten Quantenbits beim Empfänger nichtlokal festlegt. Hierfür wären schon Quantencomputer mit sehr kleinen Registern ausreichend, da im Prinzip immer nur wenige Qubits gespeichert werden müssen. Ein erster Schritt besteht darin, zwei entfernte Defektzentren miteinander zu verschränken. Dies kann durch die Photonen, die beide Defekte emittieren geschehen. Überlagert man diese Photonen auf einem Strahlteiler, so kann man die Interferenz der beiden von unterschiedlichen Defekten emittierten Photonen nutzen, um die Defekte selber miteinander zu verschränken, ohne dass diese jemals direkt miteinander in Wechselwirkung getreten sind.

Eine wichtige Voraussetzung ist, dass die Defektzentren Photonen emittieren, die eine geringe Frequenzbandbreite aufweisen, sodass das Interferenzmuster deutlich ausgeprägt ist. Dies konnte in dem in **03a** dargestellten Experiment gezeigt werden. Der zeitliche Verlauf der dargestellten Rabioszillationen des optischen Übergangs zeigt, dass die emittierten Photonen transferlimitiert sind, d.h. eine Kohärenzzeit aufweisen, die nur durch die Lebensdauer des angeregten Zustandes des Defektzentrums begrenzt ist. Das NV Zentrum hat damit beste Voraussetzung, um als Knoten in einem Quantenrepeater eingesetzt zu werden.

5. Verschränkte Quantenbits in Diamant

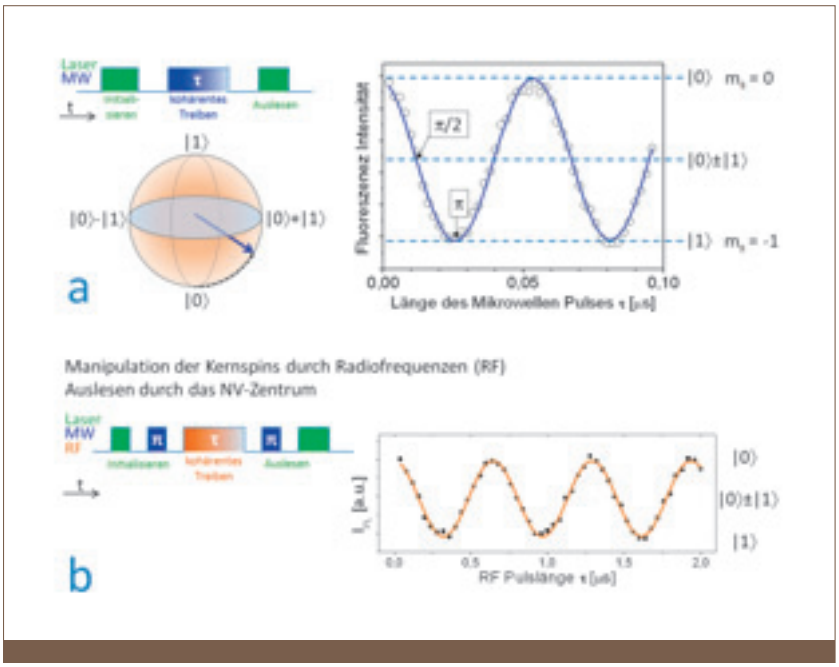
Seit Ende der 90er Jahre wird nach Realisierungsmöglichkeiten für Quantencomputer geforscht. Ansätze mit eingefangen

Ionen, supraleitenden Ringen und flüssig-NMR führten zu Quantencomputern mit bis zu 8 Qubits (2005 an der Universität Innsbruck). Die Stärke eines zukünftigen Quantencomputers liegt darin, dass er nicht mit klassischen Bits arbeitet, die „nur“ die beiden Werte „0“ oder „1“ annehmen können, sondern mit Quantenbits. Liest man diese aus, erhält man zwar auch nur die Werte „0“→ $|0\rangle$ oder „1“→ $|1\rangle$, aber während man mit ihnen arbeitet, können sie auch alle Werte „dazwischen“ annehmen. Man spricht dann von einem Überlagerungszustand. Dieser „Lebensraum“ eines Qubits entspricht der Oberfläche einer Kugel, der sogenannten Bloch-Kugel (**04a**). Dabei entsprechen die Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ gerade den Polen. Der Blochvektor zeigt von der Mitte zur Position des Quantenbits auf der Kugeloberfläche. Da ein Quantencomputer nicht nur mit „0“ und „1“ rechnet, sondern auch mit allen Überlagerungszuständen, kann man mit ihm massiv parallel arbeiten, d.h. das Ergebnis einer Rechnung würde z.B. alle Lösungen enthalten, die man mit einem herkömmlichen Rechner in vielen Einzelrechnungen ermitteln müsste. Das gibt dem Quantencomputer seinen Geschwindigkeitsvorteil, der mit wachsendem Quantenregister mehr und mehr zum Tragen kommt (siehe Infokasten Quantenbits auf Seite 71).

Das Hauptproblem bei der Vergrößerung von Quantenregistern ist Dekohärenz, dem Verlust der Quanteneigenschaften durch Wechselwirkung mit der Umgebung und der freien Zeitentwicklung gekoppelter Qubits. Fügt man immer mehr Qubits einem Register hinzu, verkürzt sich die Zeit, die man für Berechnungen zur Verfügung hat, immer weiter. Man benötigt also ein System, dass gut von seiner Umgebung abgeschirmt ist und es zulässt, die Wechselwirkung zwischen einzelnen Qubits an- und abzustellen. In den meisten Systemen begegnet man diesen Problemen, indem man zu sehr tiefen Temperaturen übergeht, was sehr großen technischen Aufwand erfordert.

Wie bereits erwähnt, verhält sich Diamant bei Raumtemperatur bei diesen Dekohärenzprozessen, wie andere Materialien erst bei tiefen Temperaturen. Somit sind tiefe Temperaturen hier nicht zwingend notwendig und Experimente am NV-Zentrum können unter Umgebungsbedingungen durchgeführt werden. Neben seiner zuverlässigen und großen „Helligkeit“, welche das NV-Zentrum zu einem Kandidat für Einzelphotonenquellen macht, besitzt es noch eine weitere interessante Eigenschaft. In seinem elektronischen Grundzustand besitzt es zwei ungepaarte Elektronen, welche zusammen einen Gesamtspin von S=1 haben. Man nennt ein solches System Triplett, da dieser Spin in einem Magnetfeld drei mögliche Einstellungen bzw. Zustände annehmen kann, bezeichnet mit der magnetischen Spinquantenzahl m_S=–1,0,+1 (**02b**). Mit zwei dieser drei Zustände kann man nun ein Qubit darstellen.

Eine weitere Besonderheit des NV-Zentrums macht es außerdem möglich, den Spinzustand eines einzelnen Zentrums auszulesen und damit den Zustand des Qubits. Befindet sich das Farbzentrum im m_S=0 Zustand und regt man es mit grünem Laserlicht an, erhält man eine starke Fluoreszenzintensität, da das Zentrum vom m_S=0 Niveau des angeregten Triplett Zustandes wieder direkt unter Emission eines Photons in den Grundzustand zerfällt (m_S=0) (**02b**). Befindet sich das Farbzentrum jedoch im Grundzustand in einem der beiden Niveaus m_S=±1, wird es in das entsprechende Niveau des angeregten Zustandes gebracht und gelangt seltener direkt unter Photonenemission in den Grundzustand. Wahrscheinlicher ist ein Übergang in einen Singulettzustand (**02b**). Hier gibt es keine ungepaarten Elektronen mehr und damit auch keinen



04

a) Rabioszillation eines einzelnen NV Elektronenspins, b) eines einzelnen ^{13}C Kernspins jeweils mit entsprechender Pulssequenz für Laser, Mikrowelle (MW) und Radiofrequenz (RF). In a) ist zusätzlich die Blochkugel als Lebensraum eines Spins und der Blochvektor (blauer Pfeil), der den Zustand des Spins zeigt, abgebildet. Der schwarze gestrichelte Pfeil deutet zusätzlich die Entwicklung während der Rabioszillation an.

Elektronenspin (S=0). Es gibt somit nur ein Niveau. Der Übergang über diesen Singulettzustand zurück in den Grundzustand dauert länger und es wird kein Photon im ursprünglichen Wellenlängenbereich emittiert. Somit kann man den Übergang in den Singulettzustand mit dem Übergang in einen Dunkelzustand gleichsetzen, da die mittlere emittierte Photonenrate drastisch reduziert ist. Somit sind die Zustände $m_S=\pm1$ an einer geringen Fluoreszenzintensität zu erkennen.

Mit Hilfe des Laserlichts liest man den Quantenzustand des NV-Zentrums nicht nur aus, man kann auch einen gezielten Anfangszustand herstellen. Dabei ist der Singulettzustand behilflich. Von diesem aus relaxiert das System nämlich hauptsächlich in das $m_S=0$ Niveau des Grundzustandes. Dorthin kehrt es, wie oben beschrieben, nach mehreren Anregungs- und Zerfallszyklen auch immer wieder zurück, während die Wahrscheinlichkeit, das System im $m_S=\pm1$ Zustand zu finden mit jedem Zyklus weiter abnimmt. Am Ende liegt das System polarisiert im $m_S=0$ Niveau des Grundzustandes vor (**02b**). Zusammenfassend haben wir ein einzelnes Quantensystem vorliegen, dessen Anfangszustand ($m_S=0$) gezielt hergestellt werden kann und dessen Endzustände optisch ausgelesen werden können.

Zwischen den Eigenzuständen ($m_S=-1,0,+1$) kann man mittels Mikrowellenstrahlung Übergänge induzieren und ein sogenanntes Elektronenspin-Resonanzspektrum erzeugen (**02b**). Dabei schaut man sich die Fluoreszenzintensität eines Farbzentrums an während man die Frequenz der Mikrowellenstrahlung verändert. Entspricht diese der Übergangsenergie zwischen den Niveaus $m_S=0$ und -1 oder 0 und $+1$, kann man das System aus dem Anfangszustand 0 in den Zustand -1 oder $+1$ bringen. Diese besitzen eine geringere Fluoreszenzintensität und das wird im Spektrum sichtbar als „Spitze“ nach unten. Die Lage der Resonanzfrequenzen kann durch ein externes Magnetfeld beeinflusst werden.

Untersucht man genauer, was eine resonante Mikrowellenstrahlung mit dem Anfangszustand $m_S=0$ macht, erkennt man, dass sich der Zustand z.B. in den $m_S=-1$ entwickelt und wieder zurück. Das wird sichtbar gemacht, indem man das NV-Zentrum mit einem kurzen Laserpuls in den Anfangszustand bringt (**04a**). Während der Laser aus ist, schaltet man kurz die Mikrowellenquelle ein. Am Ende liest man mit einem weiteren Laserpuls den Zustand aus. Lässt man die Länge des Mikrowellenpulses immer länger werden, erkennt man eine cosinusförmige Oszillation der Fluoreszenzintensität (**04a**), die Rabioszillation.

Solche kohärenten Manipulationen, also solche bei denen der Ausgangszustand wieder hergestellt werden kann, werden in der Quantenmechanik mit unitären Transformationen beschrieben, die als Drehungen um bestimmte Winkel interpretiert werden können. Anschaulich kann man diese Entwicklung zwischen den beiden Zuständen $m_S=0$ und -1 auf einer Kugeloberfläche, der Blochkugel, graphisch darstellen (**04a**), wie bei einem Qubit. Sie entspricht einer Kreisbewegung entlang eines Längengrades der Kugel angefangen beim Südpol, dem $m_S=0$ Zustand hin zum Nordpol, dem $m_S=-1$ Zustand. Wie in **04a** zu erkennen ist, sind die Pole mittlerweile nicht mehr mit den m_S Niveaus beschriftet sondern mit $|0\rangle$ und $|1\rangle$. Dies sind die zwei Eigenzustände eines Qubits, welches durch das NV-Zentrum dargestellt wird. Bricht man die Rabioszillation nach einer halben Periode ab, wurde die Besetzungswahrscheinlichkeit komplett von einem auf das andere Niveau übertragen, man spricht von einem Pi-Puls. Nach einer viertel Periode wurde eine 50/50 Superposition hergestellt, der für die Quantencomputer-Anwendung interessante Zustand, man spricht von einem Pi-halbe-Puls.

Neben den oben beschriebenen Gitterschwingungen (Phononen) kann der Quantenzustand des NV-Zentrums auch durch die Wechselwirkung mit anderen Spins in der Umgebung zerstört werden. Hier zeichnet sich Diamant speziell dadurch aus, dass sein elementarer Baustein, das Kohlenstoffatom (C), hauptsächlich als Isotop ^{12}C vorliegt, welches keinen Kernspin besitzt und somit das Diamantgitter, bis auf den Anteil ^{13}C (Kernspin 1/2), für die Qubits „unsichtbar” ist. Dies führt zu sehr langen Kohärenzzeiten (die Zeit die ein Quantenzustand erhalten bleibt) von etwa 1 ms bei Raumtemperatur.

Der kleine Anteil an ^{13}C Atomen ist nun aber kein Fluch, sondern kann sogar ein Segen sein. Denn deren Kernspins stellen eine weitere Ressource von nützlichen Spins bzw. Qubits dar. Die einzelnen Kernspins können zwar nicht direkt im opti-

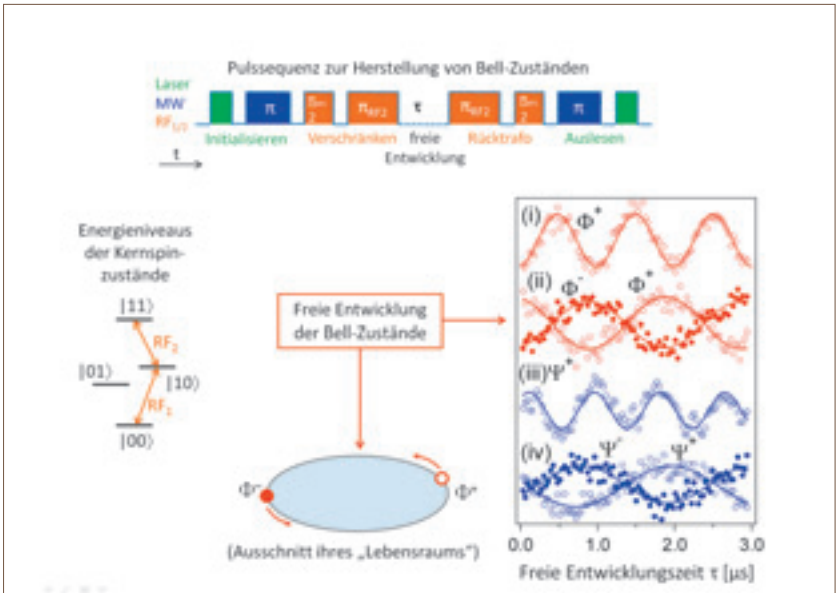
schen Mikroskop adressiert, jedoch können Sie durch ihre Hyperfeinwechselwirkung mit dem Elektronspin gesteuert werden. Wie bereits weiter oben erwähnt weist das NV Zentrum einen Elektronentriplett-Grundzustand auf (**02a**).

Durch ihre Wechselwirkung mit dem NV-Zentrum teilt jedes ^{13}C Atom jede Linie des Elektronenspinresonanzspektrums (**02a**) in zwei neue Linien mit einem Abstand, der von der Entfernung NV-^{13}C abhängt, auf (**02c**). Je kleiner dabei der Abstand ist, desto größer ist die Aufspaltung der zwei Linien. Eine Linie repräsentiert den $|1\rangle$-, die andere den $|0\rangle$-Zustand des Kernspins. Somit weist das Spektrum für jede Einstellmöglichkeit der Qubits ein Energieniveau auf. Wählt man nun die Resonanzfrequenz einer dieser Linien aus, kann man nur für die entsprechende Kernspineinstellung den Elektronenspin beeinflussen.

Die kohärente Manipulation der Kernspins erfolgt analog zum Elektronenspin über Radiowellenpulse, die auf die jeweiligen Energieabstände abgestimmt sind und so die einzelnen Übergänge selektiv treiben.

Quantencomputing mit Spins im Diamant funktioniert also wie folgt: zunächst wird mittels eines Lasers das System initialisiert, dann führt man eine Radio-/Mikrowellen-Pulssequenz, sozusagen das Programm, durch und liest schlussendlich den gewünschten Zustand wieder mit dem Laser aus (**04b**). Auf diese Art wurden bislang an der Universität Stuttgart zunächst komplexe Quantenzustände aus mehreren Qubits hergestellt, die praktisch die Grundlage für weitere Anwendungen, z.B. Quantenalgorithmen bilden. Diese Zustände werden nach Physikern, die erstmals ihre besondere Rolle hervorgehoben haben als Bell-, Greenberger-Horne-Zeilinger (GHZ)- und W-Zustände benannt. Dabei handelt es sich um die maximal verschränkten Zustände von zwei (Bell), bzw. drei (GHZ und W) Qubits.

Verschränkung ist eine Quanteneigenschaft, die beschreibt, dass bei der Messung eines Qubits auch der Zustand des mit ihm verschränkten Qubits feststeht, egal wie weit die beiden Systeme voneinander getrennt sind. Aus den Quantenzuständen lokaler Qubits, d.h. Kernspins lassen sich demnach globale Quantenzustände herstellen, bei dem sich die Teilsysteme stets als Bestandteil des Gesamtsystems verhalten. Im Fall des GHZ Zustandes handelt es sich

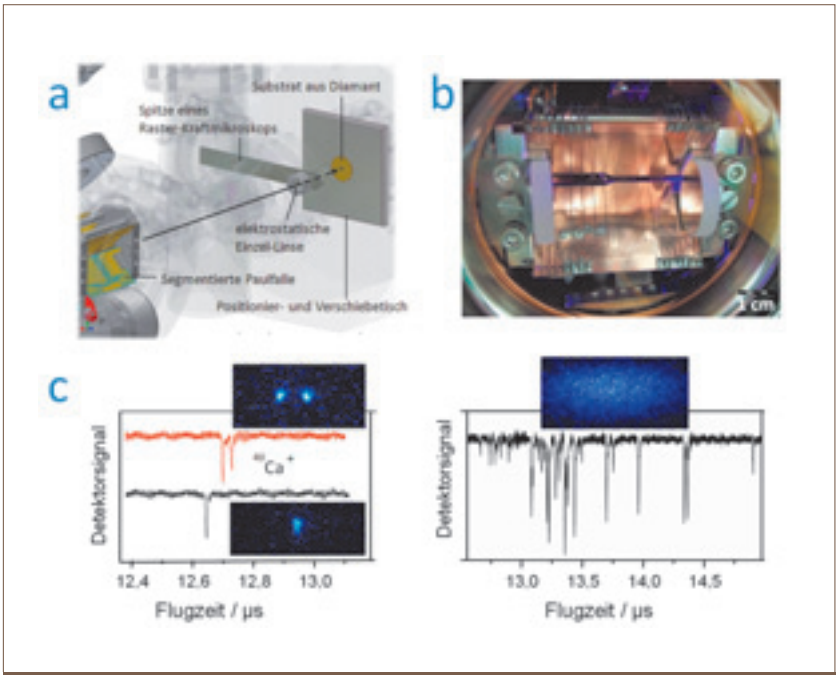


05

Erzeugung, Auslesen und der Nachweis von Bellzuständen zwischen zwei ^{13}C Kernspins am NV Zentrum. Oben ist die entsprechende Pulssequenz dargestellt. Links sind die Energien der Zustände und die sie verbindenden Radiofrequenzübergänge ($RF_{1/2}$) gezeigt. Rechts ist die Entwicklung von Bellzuständen als Schema und anhand von Messdaten, den Ramsey-Fringes, zu sehen.

um eine Drei-Teilchen Verschränkung, entfernt man ein Qubit, bleibt keine Verschränkung der anderen beiden zurück. Anders verhält es sich beim W-Zustand, bei dem die drei Qubits jeweils paarweise miteinander verschränkt sind. Entfernt man hier ein beliebiges Qubit bleibt ein Bell-Zustand der restlichen beiden Qubits. Wie man sieht, ist die Verschränkung beim W-Zustand wesentlich robuster gegen äußere Einflüsse als der GHZ-Zustand.

Die Herstellung maximal verschränkter Zustände ist ein wichtiger Meilenstein auf dem Weg zu konkreten Quantenalgorithmen, die im Allgemeinen mehr als drei Qubits benötigen. Anhand des Bell Zustands Φ^- soll nun das Vorgehen zur Erzeugung und zum Nachweis von verschränkten Zuständen von Spins in Diamant näher erklärt werden. Der Zustand wird in zwei Schritten erreicht: Zunächst wird eine Superposition der Quantenzustände zweier Kernspins nämlich $|01\rangle$ und $|00\rangle$, mit einem Pi-halbe Mikrowellenpuls hergestellt. Das System befindet sich nun im Zustand $1/\sqrt{2}(|00\rangle + |10\rangle)$. Nun erfolgt ein Pi-Puls auf den Übergang $|01\rangle$ nach $|11\rangle$. Danach sind wir im Zustand $\Phi^- = 1/\sqrt{2}(|00\rangle + |11\rangle)$ angelangt (**05a**). Um nun nachzuweisen, dass man wirklich die gewünschte Kohärenz hergestellt hat, bedient man sich sogenannter Ramsey-Fringes (s. **05b**). Dazu ändert man die Frequenz der Mikrowellen ein wenig und ist dadurch nicht mehr exakt resonant mit dem Übergang. Die Abweichung der bei-



06

a)Schema der deterministischen Implantation. Ionen werden aus der Falle mit einer Linse in das Diamantsubstrat fokussiert. Zur Zeit ist an Stelle der Ionenoptischen Linse ein Ionendetektor eingebaut.
b) Bild der segmentierten Ionenfalle, die als deterministische Ionenquelle dient. Diese Quelle ist 250mm vom Detektor entfernt ist.
c) links: Zwei Ionen werden auf der CCD Kamera beobachtet und dann aus der Falle geschossen, der Detektor zeigt das Signal der Ionen nach etwa 12 µs, was einer Geschwindigkeit von 20000km/s entspricht. Rechts: Eine Ionenwolke wird aus der Falle geschossen. Signale der Ionen sind auf dem Detektor zu messen.

den eingesetzten Mikrowellenquellen bezeichnen wir mit $\Delta\omega_1$ bzw. $\Delta\omega_2$. Dadurch ist das Phasenverhältnis zwischen Mikrowelle und Gesamtzustand nicht mehr konstant und der Spin beginnt sich relativ zur Mikrowelle mit der Frequenz $\Delta\omega=\Delta\omega_1+\Delta\omega_2$ zu drehen. Die Frequenzen der beiden Spins verbinden sich hier zu einer einzigen Frequenz, wodurch noch einmal die Globalität des Zustands plakatiert wird. Diese Oszillation kann man detektieren. Anhand der Phasenlage unterscheidet man, ob der $\Phi^+ = 1/\sqrt{2}(|00\rangle + |11\rangle)$ oder der $\Phi^- = 1/\sqrt{2}(|00\rangle + |11\rangle)$ Zustand erzeugt wurde. Für die anderen beiden Bell Zustände $\Psi^\pm = 1/\sqrt{2}(|10\rangle \pm |01\rangle)$ subtrahieren sich die beiden Frequenzen. Wäre keine Kohärenz erzeugt worden, würde man bei dieser Messung keine Oszillation sehen.

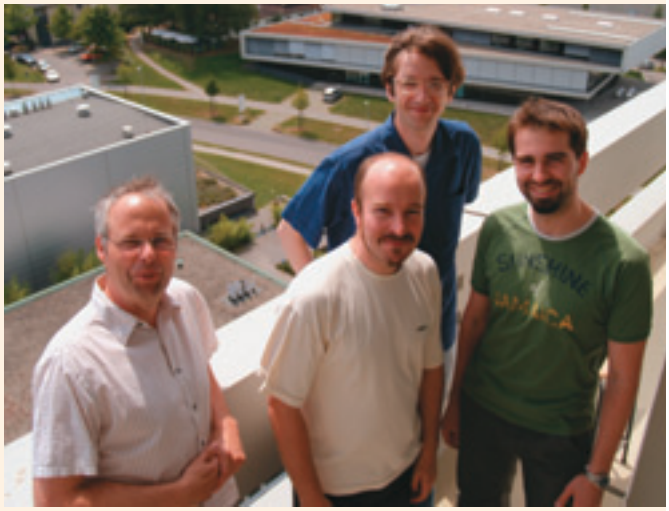
Leider ist ein Quantenregister aus einem einzelnen NV-Zentrum gegenwärtig auf wenige Qubits beschränkt, da es bei kleinen ^{13}C Konzentrationen (1,1 Prozent ist das natürliche Vorkommen) sehr schwierig ist, mehrere ^{13}C in der direkten Umgebung eines NV-Zentrums zu finden. Erhöht man die ^{13}C Konzentration verkürzt man gleichzeitig die Kohärenzzeit. Der Ausweg besteht in der gezielten Positionierung von ^{13}C-Atomen oder der Kopplung mehrerer NV-Zentren. Dorthin führen zwei Wege, entweder man schafft es NV-Zentren so nahe beieinander (<10nm) zu erzeugen, dass sie direkt miteinander wechselwirken, oder man koppelt sie optisch durch eine Resonatormode, in der Licht von NV-Zentrum zu NV-Zentrum geführt wird und die Kopplung übernimmt. In **03b** ist schematisch der Aufbau eines solchen Quantennetzwerks gezeigt, bei dem mehrere NV-Zentren durch Interferenz an einem Strahlteiler miteinander wechselwirken. Je nachdem, ob zwei Photonen in einem räumlich symmetrischen oder antisymmetrischen Gesamtzustand auf den Strahlteiler treffen, werden sie hinter dem Strahlteiler den gleichen Weg wählen, bzw. sich auf zwei verschiedenen Wegen bewegen. Nun misst man, mit zwei Photodetektoren, wo Photonen auftreffen. Sieht man in jedem Arm ein Photon, sind die Quellen der Photonen miteinander verschränkt, andernfalls ist dies nicht der Fall und man muss einen neuen Versuch starten. Auf diese Art und Weise können im Prinzip beliebig viele NV-Zentren miteinander gekoppelt werden. Dies birgt allerdings immense technische Herausforderungen, da die beiden Photonen am Strahlteiler völlig ununterscheidbar sein müssen. Das bedeutet vor allem, dass sie ihn innerhalb eines sehr kurzen Zeitfensters, das kleiner als die Zeitunschärfe des Photons selbst sein muss, erreichen müssen. Um so ein Netzwerk aufzubauen, müssen außerdem die NV-Zentren kontrolliert in ihren Resonatoren erzeugt werden. Dazu bedient man sich der Ionenimplantation.

6. Deterministische Implantation von Farbzentren

Schon jetzt sind mit eingebetteten Farbzentren verschränkte Zustände in Diamant hergestellt worden. Unser Ziel ist es aber, eine weit größere Zahl von solchen Qubits in einem zukünftigen Festkörper-Quantencomputer zu nutzen. Natürlich eingebettete Farbzentren sind nie so zueinander positioniert, dass gegenseitige Kopplungen für eine Verschränkung genutzt werden können, denn die Wahrscheinlichkeit, dass sich solche NV Zentren in größerer Zahl genau auf den richtigen Abständen befinden ist praktisch Null. Die deterministische Implantation von einzelnen Stickstoffatomen wird z.Z. entwickelt, um eine universell einsetzbare Methode zu haben, die eine nm genaue Einzelatom-Dotierung ermöglicht. Als ultra-kalte Quelle nutzen wir dabei eine lineare segmentierte Ionen-

Philipp Neumann *(r.) und* Florian Rempp *(mitte vorn)*

studierten Physik an der Universität Stuttgart und promovieren dort am 3. Physikalischen Institut.



Fedor Jelezko

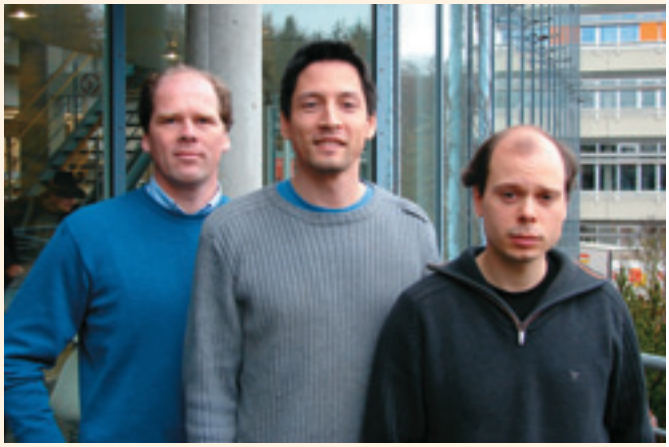
(mitte hinten) hat in Minsk Physik studiert und an den Universität von Bordeaux I und der Belarusian State University in Minsk promoviert. Zwischen 1999 und 2000 war er wissenschaftlicher Mitarbeiter an der TU Chemnitz. 2000 bis 2007 war er wissenschaftlicher Angestellter am 3. Physikalischen Institut der Universität Stuttgart. Seit 2007 ist er Akademischer Rat. 2006 verbrachte er im Rahmen des Forschungsstipendium „Quantum Communication Victoria" in Melbourne. 2007 lehrte er als Gastdozent an der Ecole Normale Supérieure de Cachan in Frankreich. 2008 erhielt er den Walter-Schottky-Preis der DPG.

Jörg Wrachtrup

(li.) studierte Physik an der FU Berlin. Dort promovierte er 1994 mit einer Doktorarbeit über Magnetische Resonanz an einzelnen Molekülen. Nach einer Postdoktorandenzeit am Institut für Physik der TU Chemnitz habilitierte er sich dort im Jahr 1998 mit einer Arbeit über Optische Spektroskopie an einzelnen Quantensystemen im Festkörper. Er erhielt Rufe an die Universitäten Hamburg, Göttingen und Leipzig sowie Stuttgart. Seit Januar 2000 leitet er das 3. Physikalische Institut der Universität Stuttgart.

Ferdinand Schmidt-Kaler

(l.) studierte an den Universitäten Bochum, Bonn und München und schloss mit dem Diplom in Physik an der TU München ab. In seiner Doktorarbeit bei T.W. Hänsch am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching beschäftigte er sich mit Präzisionsspektroskopie an Wasserstoff. Nach einer Post-Doc Zeit bei S. Haroche an der Ecole Normale Superieure in Paris wurde er Assistent bei R. Blatt im Institut für Experimentalphysik Innsbruck und forschte dort an ultrakalten gespeicherten Ionen für einen Quantenprozessor. Seit 2004 ist er Leiter des Instituts für Quanten-Informationsverarbeitung an der Universität Ulm. Er erhielt den Helmholtz-Preis der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig, den Rudolf-Kaiser Preis, und ist seit 2008 stellvertretender Vorsitzender der Fachgruppe Quantenoptik und Photonik der DPG.



Kilian Singer

(m.) studierte Physik an der Universität Heidelberg und promovierte an der Universität Freiburg mit einer Doktorarbeit über ultrakalte Rydbergatome. Nach einer Postdoktorandenzeit am selben Institut ist er seit 2005 Assistent bei F. Schmidt-Kaler im Institut für Quanteninformationsverarbeitung an der Universität Ulm (Akad. Rat). Er wird seit Anfang diesen Jahres vom Eliteförderprogramm für Postdoktoranden der Landesstiftung Baden-Württemberg gefördert.

Wolfgang Schnitzler

(r.) studierte Physik an der Universität Ulm und promoviert dort am Institut für Quanteninformationsverarbeitung.

Kontakt

3. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart
Pfaffenwaldring 57, 70550 Stuttgart, Tel.: 0711/685-65278, Fax: 0711/685-65281, E-Mail: wrachtrup@physik.uni-stuttgart.de

falle, in der einzelne Ionen gefangen, gekühlt und identifiziert werden. Ist die richtige Anzahl, z.B. ein einzelnes Ion vorhanden, wird eine Hochspannung angelegt und das Ion deterministisch aus der Falle extrahiert. Durch die Laserkühlung kann ein Ion in Ort und Impuls auf die fundamentale Grenze der Heisenbergschen Unbestimmtheitsrelation gekühlt werden, was typisch einer Wellenpaketgröße von wenigen nm entspricht. Die extrahierten einzelnen Ionen müssen nur noch durch eine Ionenlinse auf das Substrat geschickt werden, um dort einzelne Farbzentren erzeugen zu können. Unsere Methode ist universell, kann also mit jedem atomaren und sogar einer großen Anzahl molekularer Ionen arbeiten. Sie erlaubt die genaue Zahl von Dotierungsatomen vorher einzustellen und die räumliche Auflösung sollte nach unseren numerischen Simulationen eine Genauigkeit von etwa 5 nm erreichen können. Bisher haben wir schon zeigen können, dass deterministisch extrahierte Ionen nach einer Entfernung von 250 mm in einem Detektor nachgewiesen werden können, und dass die Geschwindigkeitsverteilung tatsächlich sehr eng ist, sodass Ionen-optische Elemente sehr hohe Auflösung erreichen.

7. Ausblick

Wir konnten in diesem Artikel zeigen, wie einzelne Farbzentren im Diamantgitter eingebaut, und für die Speicherung und Verarbeitung von Quantenzustände genutzt werden. Mit zunehmender Miniaturisierung elektischer und optischer Bauelemente treten quantenmechanische Effekte in den Vordergrund. Quantenchemische Phänomene können gezielt genutzt werden; die Quanteninformationsverarbeitung und die Quantenkryptologie sind erste Schritte auf diesem Weg. Auch in der Metrologie, also bei Präzisionsmessungen physikalischer Größen, ermöglicht die Quantentechnologie entscheidende Verbesserungen. Aber nicht nur für zukünftige technologische Entwicklungen sondern auch für die Grundlagenforschung ist die Quanteninformationsverarbeitung in Festkörpersystemen hochinteressant.

Fedor Jelezko, Philipp Neumann, Florian Rempp, Wolfgang Schnitzler, Kilian Singer, Ferdinand Schmidt-Kaler, Jörg Wrachtrup

ANZEIGE

Die Becker & Hickl GmbH ist ein führender Hersteller wissenschaftlicher Messsysteme in den Bereichen Laser-Scanning Mikroskopie, Tomographie, Quantenkryptographie und optischer Spektroskopie. Unsere Laser- und TCSPC-Systeme werden weltweit in Forschungslaboratorien eingesetzt.

Customer service engineer (m/f)

Your tasks:

Perform installations of our equipment at the customer
Prepare technical documentation
Perform maintenance visits
Provide basic technical training after installation

Your profile:

Masters Degree in Physics or Electrical Engineering
Ability and readiness for frequent worldwide travelling
Fluent English and German
Job experience in electro-optical applications

Ihre vollständigen Unterlagen richten Sie bitte an:

Becker & Hickl GmbH, Nahmitzer Damm 30, 12277 Berlin
Tel.: (030) 7875632 Internet : www.becker-hickl.com

Der aktuelle Förderratgeber für Wissenschaft und Forschung

FORSCHUNGSHANDBUCH 2008|2009
FÖRDERPROGRAMME
UND FÖRDERINSTITUTIONEN FÜR
WISSENSCHAFT UND FORSCHUNG

712 Seiten • A5
19,40 EUR
ISBN 3-9803983-1-5

Herausgeber:
Dr. Dieter Herrmann und
Dr. K. P. Christian Spath

Geleitwort:
Dr. Ambros Schindler
Leiter des Deutschen Stiftungszentrums im Stifterverband für die Deutsche Wissenschaft

FORSCHUNGSHANDBUCH 2008|2009

FÖRDERPROGRAMME UND FÖRDERINSTITUTIONEN FÜR WISSENSCHAFT UND FORSCHUNG

Wer Wissenschaft und Forschung auf einem hohen und international anerkannten Standard betreiben will, braucht Drittmittel. Deshalb haben sich Förderexperten aus der Wissenschaftsadministration zusammengetan, um einen aktuellen Finanzratgeber für Wissenschaft und Forschung zu erstellen. Sie haben alle aktuellen nationalen, europäischen und internationalen Fördermöglichkeiten zusammengetragen, für die deutsche Hochschullehrer/innen, Wissenschaftler/innen und der wissenschaftliche Nachwuchs antragsberechtigt sind. Außerdem werden alle wichtigen Informationen über mehr als 500 wissenschaftsfördernde Institutionen und Stiftungen gegeben, die nicht nur personenbezogen fördern, sondern Mittel bereitstellen für bestimmte Forschungsarbeiten, zu bearbeitende Fachgebiete oder für Zwecke wie Reisemittel, Druckkostenzuschüsse, Finanzierung von Fachtagungen, Stiftungs- oder Gastprofessuren oder für einen Forschungsaufenthalt im Ausland. Zusätzlich sind in dem Buch detaillierte Informationen enthalten, wie Mittel für die Einladung ausländischer Fachkollegen und Nachwuchswissenschaftler/innen für einen Forschungsaufenthalt in Deutschland eingeworben werden können.

Die Geldquellen zu kennen, ist das eine, sich erfolgreich zu bewerben, das andere. Deshalb beantwortet der Finanzratgeber auch alle Fragen, welche Fördereinrichtungen und -möglichkeiten bei welchem Vorhaben am ehesten in Frage kommen, wie der jeweilige Antrag aufgebaut sein sollte, wie ein Finanzplan für ein Forschungsprojekt aufgestellt wird und welche rechtlichen Bestimmungen bei der Drittmittelforschung beachtet werden müssen. Das Buch enthält ferner Vertragsvorschläge für die verschiedenen Forschungskooperationen sowie Muster für Drittmittelverträge.

Weiterhin erfährt der Leser, wie Wissenschaftssponsoring optimal genutzt werden kann, welche aktuellen Programme zusätzlicher staatlicher Unterstützung, etwa zur Förderung von Patenten, für die Entwicklung neuer Studiengänge oder für eine internationale Forschungskooperation bestehen, und welche Möglichkeiten die neuen europäischen Förderprogramme bieten.

Das Buch kann über den Buchhandel oder direkt über den Verlag zum Preis von 19,40 EUR bezogen werden.

Bezug: **ALPHA** Informationsgesellschaft mbH
Susanna Paulin
Finkenstraße 10
68623 Lampertheim
Telefax: (0 62 06) 939-243
E-Mail: paulin@alphapublic.de

nanosekundengenau

ADwin

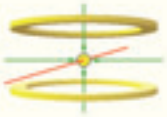
präzises Timing

für neue Ideen

ADwin ist optimiert für schnelle Steuerungs- und Regelungsaufgaben. Experimente mit Timing-Anforderungen bis in den Nanosekundenbereich können präzise gesteuert werden.

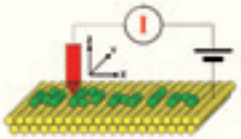
Nutzen Sie die ***ADwin***-Echtzeit, um

… schnell zu regeln:



- Laserintensitäten, Phasenverschiebungen (Lock-In-Verstärkung)
- XYZ-Positionen (Piezo, Schrittmotoren)

… schnell zu steuern:



- digitale Signale: Shutter, Radiofrequenzen
- analoge Signale: frei programmierbare / parametrierbare Signalgeneratoren

… schnell zu erfassen:

- digitale Signale: Photonen zählen und zeitlich bewerten
- analoge Signale: hochaufgelöste Transientenaufnahmen

www.*ADwin*.de

JÄGER
Computergesteuerte
Messtechnik GmbH

Reagieren Sie jetzt:
Telefon: +49 6251 96320
info@***ADwin***.de