

Transport ohne Ladung

Experimente mit kalten Gasen zeigen wichtige Phänomene der Festkörperphysik und unerwartete Effekte.

Sebastian Krinner, Jean-Philippe Brantut und Tilman Esslinger

Transport von Materie, Ladung und Energie ist einerseits Schlüssel zum Verständnis von fast allen zentralen Vorgängen in der Natur und andererseits Grundlage für viele Technologien. Daher überrascht es nicht, dass Materialien in der Physik oft nach ihren Transporteigenschaften eingeteilt sind, beispielsweise in Leiter, Halbleiter und Isolatoren. Erst seit kurzem ist es möglich, Transportmessungen mit genau kontrollierbaren Quantensimulatoren durchzuführen. Dabei traten überraschende Vielteilcheneffekte auf.

Transportmessungen haben immer wieder zur Entdeckung unerwarteter Materialeigenschaften beigetragen, z. B. der Supraleitung oder des (fraktionierten) Quanten-Hall-Effekts, und dabei Einblicke in die Quantenphysik von Vielteilchensystemen geliefert. Bei diesen Experimenten entsteht das Signal – im einfachsten Fall der Nettostrom zwischen zwei Teilchenreservoirs – durch leicht unterschiedliche Besetzung der Energiezustände in den Reservoirs. Zudem werden bei fermionischen Systemen genau diejenigen Zustände, die zum Transport beitragen, am stärksten durch Wechselwirkungen beeinflusst.

Schon seit geraumer Zeit dienen kalte Atome dazu, idealisierte Modelle der Festkörperphysik experimentell zu realisieren und deren Eigenschaften auf den Grund zu gehen. Dazu werden sie in einer Atomfalle gefangen und in das quantenentartete Regime gekühlt. Die Rolle der Elektronen übernehmen solche Atomisotope, die der fermionischen Quantenstatistik folgen. Die kurzreichweitige Stoßwechselwirkung zwischen den Atomen spielt die Rolle der Coulomb-Wechselwirkung, die in vielen Modellen ebenfalls nur kurzreichweitig einget, um Abschirmeffekten Rechnung zu tragen. Mittlerweile lassen sich mit kalten Atomen viele Materiezustände erzeugen und mit Einzelatom-Auflösung untersuchen [1].

Schon früh haben Forscher versucht, die Transporteigenschaften kalter Atome aus der Reaktion des gefangenen Gases auf eine Verschiebung oder Öffnung des Fallenpotentials abzuleiten. So gelang es zu beobachten, dass die erwartete Diffusion von Atomen in einem ungeordneten Potential aufgrund von Interferenz unterdrückt ist (Anderson-Lokalisierung) [2, 3]. Zudem wurde der kohärente Teilchenaustausch zwischen zwei Bose-Einstein-Kondensaten, die durch eine Josephson-Barriere separiert waren, gemessen [4]

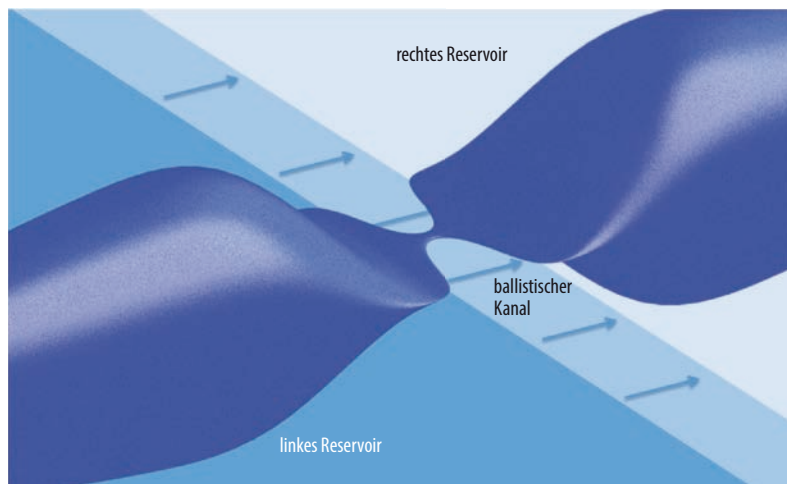


Abb. 1 Zwei Atom-Reservoirs sind durch einen Kanal voneinander getrennt. Laserstrahlen formen das Potential (dunkelblau), dem die Atome ausgesetzt sind.

und die elementare Form eines Schaltkreises, ein Bose-Einstein-Kondensat in Ringgeometrie, untersucht [5].

Ein Pendant zur fundamentalen Transportmessung, in der ein Strom zwischen zwei Reservoirs auf unterschiedlichem Potential gemessen wird, blieb den Forschern jedoch lange Zeit verwehrt. Die Schwierigkeit besteht darin, dass die in einer Falle gefangenen kalten Atome ein isoliertes, abgeschlossenes System darstellen. Mit Hilfe eines neuartigen optischen Aufbaus konnten wir kürzlich diese Einschränkung umgehen und Transportmessungen in direkter Analogie zur Festkörperphysik realisieren [6–8].

Das Fallenpotential entsteht hierbei durch magnetische Felder, die auf das magnetische Dipolmoment der Atome wirken, sowie durch Laserfelder, die elektrische Dipole in den Atomen induzieren. Die Laserfelder sind in ihrer Energie gegenüber den ato-

KOMPAKT

- Mithilfe von zwei Laserstrahlen ist es möglich, Lithium-Atome in einer Atomfalle in zwei Bereiche zu unterteilen, die durch einen Kanal miteinander verbunden sind.
- Experimentell gelang es, den Transport von Teilchen durch diesen Kanal zu messen und quantisierte Leitfähigkeit zu beobachten.
- Mit diesem Aufbau war es möglich, Transport auch im Regime starker Wechselwirkung und mit Unordnung zu bestimmen.
- Da keine Phononen oder andere in der Festkörperphysik üblichen Anregungen auftreten, lässt sich auch die Thermoelektrizität genau analysieren.

Dr. Sebastian Krinner, Prof. Dr. Tilman Esslinger, ETH Zürich, Otto-Stern-Weg 1, 8093 Zürich, Schweiz und Prof. Dr. Jean-Philippe Brantut, PH D3 314 – Bâtiment PH, Station 3, 1015 Lausanne, Schweiz

maren Resonanzen weit verstimmt, und die induzierte Dipolkraft zeigt je nach Vorzeichen der Verstimmung in Richtung höherer oder niedrigerer Laserintensität. Ausgangspunkt für die Messungen ist ein quantenentartetes Gas mit einigen 10^4 fermionischen ^6Li -Atomen, das mit Standardmethoden der Atomphysik auf Temperaturen von rund 50 Nanokelvin gekühlt wird. Dies entspricht etwa einem Zehntel der Fermi-Energie.

Das Lithiumgas befindet sich zunächst in einer etwa 300 Mikrometer langen, zigarrenförmigen Atomfalle, die durch einen fokussierten Laserstrahl und einen magnetischen Einschluss in longitudinaler Richtung entsteht. Ein speziell geformter zusätzlicher Laserstrahl, der ein repulsives Potential erzeugt, teilt die Falle in zwei Bereiche, die nur durch einen flachen, 30 Mikrometer langen Kanal verbunden sind (Abb. 1). Auf diese Weise bilden sich zwei Reservoirs für Atome. Der Teilchenstrom durch den Kanal bzw. dessen Leitfähigkeit werden im Experiment bestimmt.

Der Verbindungskanal lässt sich durch Projektion von Laserfeldern fast beliebig strukturieren, sodass die Atome durch eine flexibel vorgegebene Potentiallandschaft strömen. Zudem ist es möglich, die thermodynamischen Eigenschaften des Lithiumgases, das ein in der Wechselwirkung kontrollierbares Vielteilchensystem darstellt, direkt mit dessen Transporteigenschaften in Zusammenhang zu setzen. Dies erweitert das Konzept eines Quantensimulators von bloßen Materialien hin zu funktionsfähigen Bauelementen wie Quantenpunktkontakten. Transportexperimente in dieser Form mit fermionischen Atomen gab es bislang nur in unserer Gruppe. Bereits die ersten Experimente erlaubten es, in charakteristisch quantenmechanische und zuvor unerforschte Regime des Teilchentransports vorzudringen.

Transport durch den Kanal

Das Grundkonzept des Transportexperiments ist analog zur Entladung eines Kondensators über einen Widerstand. Statt der Ladung wird die Zahl der Atome betrachtet, die Rolle der Kapazität übernimmt die Kompressibilität des Teilchenreservoirs, und der Wi-

derstand ergibt sich aus der Struktur des Kanals und den Kontakten. Zunächst sind unterschiedlich viele Atome in den Reservoirs gefangen, sodass sich das Quantengas in einem Nichtgleichgewichtszustand befindet. Entsprechend ergibt sich eine chemische Potentialdifferenz zwischen den beiden Bereichen. In der Tat ist zu beobachten, wie sich die Teilchenzahl und damit die chemischen Potentiale über die Zeit angleichen, sobald die Teilchen durch den Kanal fließen können (Abb. 2). Für schwache Wechselwirkung fällt die relative Teilchenzahldifferenz exponentiell ab. Die Zeitkonstante leitet sich aus dem Verhältnis aus Kompressibilität und Leitfähigkeit ab bzw. aus dem Produkt von Kompressibilität und Widerstand. Wir konnten aus der Linearität zwischen atomarem Strom und der chemischen Potentialdifferenz das Ohmsche Gesetz für Atomtransport nachweisen und den Transportkoeffizient, der den Kanal charakterisiert, von den thermodynamischen Eigenschaften des Reservoirs separieren.

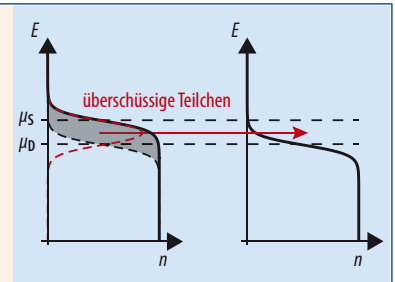
Der beobachtete Widerstand geht auf die Kontaktregion zwischen Reservoir und Kanal zurück, da sich hier der Phasenraum verengt und die meisten Atome, die sich auf den Kanal zubewegen, elastisch ins Reservoir zurückreflektiert werden (Infokasten). Einmal im ballistischen Kanal angekommen, gelangen sie immer in das andere Reservoir. Entsprechend bleibt die Atomdichte in diesem Bereich des Kanals konstant. Durch Projektion eines Unordnungspotentials konnten wir diffusen Transport, bei dem die Teilchen an den Störstellen des Potentials gestreut werden, untersuchen und beobachten, wie die Atomdichte entlang des Kanals abnimmt [6].

Quantenpunktkontakte und -drähte sind elektronische Bauelemente, die im ballistischen Regime operieren und bei denen quantenmechanischer Transport in Form fundamental quantisierter Leitfähigkeit auftritt [9]. Daher liegt die Frage nahe, ob es gelingen könnte, in das Quantenregime des ballistischen Transports für neutrale Teilchen vorzudringen. Betrachtet man zwei Teilchenreservoirs, die durch ein kleines Loch verbunden sind, sollte die Leitfähigkeit für den Teilchentransport proportional mit der Fläche des Lochs abnehmen. Die Bewegung der Teilchen trans-

TRANSPORT ZWISCHEN FERMIONISCHEN RESERVOIREN

Eine Differenz im chemischen Potential zwischen zwei Reservoirs führt zu unterschiedlicher Besetzung der jeweiligen Energiezustände und induziert einen Teilchenstrom. Zur Analyse des Transports sei angenommen, dass in beiden Reservoirs die Teilchen entsprechend der Fermi-Statistik verteilt sind und alle energetisch zugänglichen Impulszustände im Reservoir besetzt sind, unabhängig von der Richtung. Teilchen in einem Reservoir, die an einen Quantenzustand im Kanal koppeln, werden von diesem emittiert und im anderen Reservoir absorbiert. Der resultierende Teilchenstrom ergibt sich

aus der Differenz zwischen den sich nach rechts und nach links bewegendem Teilchen. Relaxationsprozesse sind als schnell angenommen, mögliche Phasenbeziehungen zwischen transportierten Teilchen und Reservoir sind vernachlässigbar. Ein ballistischer Kanal ist dadurch gekennzeichnet, dass Teilchen darin nicht zurückgestreut, sondern mit Wahrscheinlichkeit 1 transmittiert werden. Betrachtet man zwei Reservoirs, die durch einen ballistischen Kanal mit nur einer energetisch zugänglichen transversalen Mode verbunden sind, beträgt der Teilchenstrom (pro Spinkomponente) zwischen ihnen



$I = (1/h) \Delta\mu$. Die Leitfähigkeit (pro Spinkomponente) ist entsprechend $1/h$, mit dem Planckschen Wirkungsquantum h . Diese Beschreibung des Transports ist als Landauer-Büttiker-Theorie bekannt.

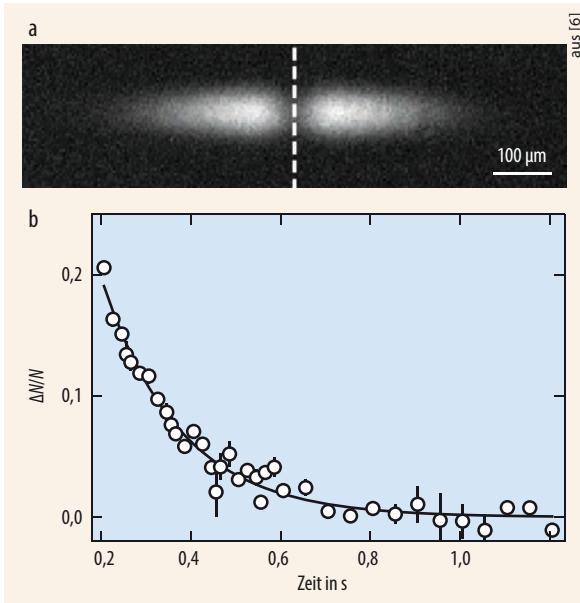


Abb. 2 Das Absorptionsbild der atomaren Wolke wurde 1 ms nach freier Expansion der Teilchen aus dem Fallenpotential aufgenommen (a). Basierend darauf lässt sich die Atomzahl in beiden Reservoiren bestimmen. Die zeitliche Entwicklung der relativen Atomzahldifferenz zwischen beiden Reservoiren (b) leitet sich aus einer Reihe solcher Bilder ab, die nach unterschiedlichen Transportzeiten aufgenommen wurden.

versal zum Kanal ist jedoch quantenmechanisch zu betrachten, sobald die Öffnung in der Größenordnung der charakteristischen Materiewellenlänge der Teilchen liegt. Ein kleines Loch oder ein schmaler Kanal ähnelt daher einem Materiewellenleiter mit verschiedenen transversalen Moden. Dessen Leitfähigkeit ist quantisiert und hängt von der Zahl der energetisch zugänglichen transversalen Moden ab (Infokasten).

Dieses Regime im Experiment zu erreichen, erfordert einen sehr schmalen Kanal zwischen den Reservoiren. Denn der Energieabstand der transversalen Moden in dem Materiewellenleiter muss groß gegenüber der Temperatur des Fermi-Gases sein. Nur so ist sichergestellt, dass der Transport selektiv in einer diskreten Anzahl von Moden erfolgt. Ein ultrahochauflösendes Mikroskop erlaubte es, mit Laserlicht eine Struktur auf den Kanal abzubilden, die sich auf einen Mikrometer verjüngt. Sie stellt eine entsprechende Potentiallandschaft für die Atome dar und leitet diese vom einen zum anderen Reservoir.

Der transversale Modenabstand in diesem Quantenpunktkontakt war etwa zehnmals so groß wie die Temperatur des Gases. Im Experiment reduzierten wir den horizontalen Einschluss der Atome durch Variation der Laserleistung und beobachteten, wie die Leitfähigkeit stufenförmig zunahm (Abb. 3). Da sich die Kompressibilität der Reservoire für schwach wechselwirkende Fermi-Gase aus den Einschlussfrequenzen ableitet, konnten wir das Leitfähigkeitsquantum, das für neutrale Materie gleich $1/h$ ist, direkt aus der gemessenen Stufenhöhe ablesen [10]. Für eine längere Struktur wie einen Quantenkanal beobachteten wir die gleichen Leitfähigkeitsstufen. Dies betätigt die

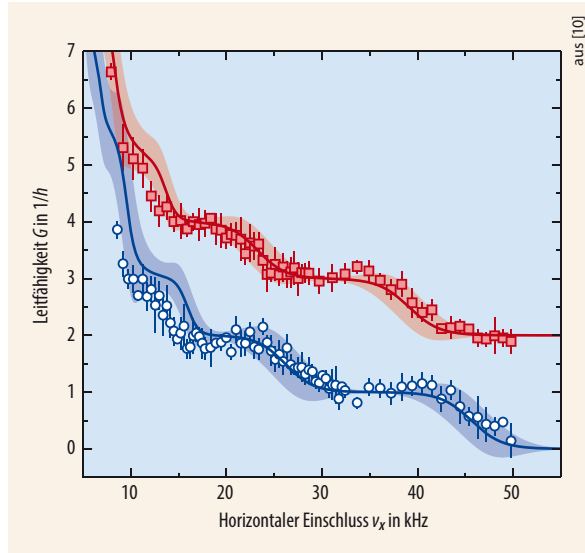


Abb. 3 Die Leitfähigkeit G nimmt mit wachsendem horizontalem Einschluss in diskreten Schritten ab, bis der Quantenpunktkontakt geschlossen ist. Dies gilt für verschiedene vertikale Einschlüsse (blau: 10,9 kHz, rot: 9,2 kHz). Die roten Punkte sind für bessere Sichtbarkeit um zwei Einheiten nach oben verschoben. Es zeigen sich Leitfähigkeitsplateaus für eine bzw. zwei besetzte transversale Moden im Quantenpunktkontakt. Durchgezogene Linien sind theoretische Vorhersagen basierend auf der Landauer-Formel für Leitfähigkeit.

Erwartung aus der Landauer-Büttiker-Theorie, dass die Leitfähigkeit für einen ballistischen Kanal nur von der Zahl der zugänglichen Kanäle und nicht von der Länge der Struktur abhängt.

Überraschungen mit Wechselwirkungen

Wie würden sich die Leitfähigkeitseigenschaften wohl ändern, wenn wir das gesamte System in ein stark wechselwirkendes Regime bringen würden? Hierfür gab es keine Vorbildexperimente aus der mesoskopischen Physik, da in diesen Systemen die Wechselwirkungen eine kleine Störung darstellen, die sich durch fermionische Anregungen bzw. Quasiteilchen beschreiben lässt. Daher sollte die Landauer-Büttiker-Theorie weiterhin gelten. Bislang war es noch nicht gelungen, einen Quantenpunktkontakt in einem stark korrelierten Material herzustellen. Quantenentartetes fermionisches ${}^6\text{Li}$ zeichnet sich dadurch aus, dass seine Stoßeigenschaften bei bestimmten Stärken eines äußeren Magnetfeldes Resonanzen zeigen und sich das System in ein stark wechselwirkendes unitäres Fermi-Gas verwandelt. Ähnlich wie in Supraleitern können zwei Atome unterschiedlichen Spins Cooper-Paare bilden. Daher kommt es unterhalb einer kritischen Temperatur zu einem Phasenübergang in eine erstaunlich robuste, stark wechselwirkende supraflüssige Phase [11].

Das chemische Potential wurde im Bereich des Quantenpunktkontakts durch einen gegenüber der atomaren Resonanz weit rotverstimmten Laserstrahl eingestellt, der als Gatepotential fungierte. Dadurch variierte die Teilchendichte in diesem Bereich, während

alle anderen Parameter gleich blieben. Die Messungen der relativen Teilchenzahl gegen die Zeit zeigten eine nicht exponentielle Charakteristik mit einem starken anfänglichen Abfall. Der Strom steigt nichtlinear gegenüber der chemischen Potentialdifferenz an (Abb. 4).

Die Interpretation dieses Verhaltens gelang uns gemeinsam mit der Gruppe von Thierry Giamarchi in Genf [12]. Das System lässt sich durch zwei suprafluide Reservoirs beschreiben, deren Wellenfunktionen in den Kanal hineinragen und dort gekoppelt sind. Diese Situation ähnelt derjenigen beim Josephson-Effekt, für den ein oszillierender Strom zu erwarten ist. Der beobachtete gerichtete Strom ist nur mittels eines dissipativen Prozesses zu erklären. Andererseits ist die Energie Δ , die notwendig ist, um ein Cooper-Paar aufzubrechen, viel größer als die chemische Potentialdifferenz $\Delta\mu$ zwischen den Reservoirs. Die entscheidende Einsicht war, dass die Paarbindung in einem Andreev-Prozess höherer Ordnung aufbrechen kann, wenn also mehrere Cooper-Paare gleichzeitig von einem ins andere Reservoir tunneln und ein Cooper-Paar aufbrechen kann. Dieses mikroskopische Bild erlaubte es, die Messungen theoretisch zu beschreiben.

Die Frage war nun, wie diese unterschiedlichen Transportregime – quantisiert nach Landauer-Büttiker und Supraflüssigkeit mit Andreev-Prozessen – ineinander übergehen. Dank der ausgezeichneten Kontrolle über die Wechselwirkung konnten wir diesen Übergang genau ausmessen (Abb. 5) [13]. Startend von einem ausgeprägten Plateau mit Höhe $1/h$ für die geringste Wechselwirkungsstärke steigt die Höhe des Plateaus mit zunehmender Wechselwirkung bis auf Werte von $4/h$ an. Bei weiterer Erhöhung der Wechselwirkung verschwindet das Plateau und weicht einem kontinuierlichen, raschen Anstieg. Die Beobachtung von Leitfähigkeitsplateaus, die den Wert $1/h$ so weit übersteigen, war sehr überraschend, zumal sie in einem Regime auftraten, in dem die Reservoirs noch nicht supraflüssig sind. Zwei mögliche Erklärungen gibt es hierfür: Möglicherweise wird das Gas zuerst im Zentrum des eindimensionalen Quantenpunktkontakts supraflüssig. Höhere Plateaus lassen sich durch zusätzliche Ankopplung an weitere transversale Moden am Übergangspunkt von normalleitend auf supraflüssig erklären [14]. Die zweite Erklärung basiert auf der Annahme starker supraflüssiger Fluktuationen und Paarbildung in den Reservoirs oberhalb der kritischen Temperatur [15, 16].

In einem weiteren Experiment untersuchten wir die Spinleitfähigkeit als Funktion der Wechselwirkung. Anstatt einer Teilchenzahldifferenz erzeugten wir Reservoirs mit entgegengesetzter Spinpolarisation, d. h. die Reservoirs hatten jeweils einen Überschuss einer der beiden Spinkomponenten. Bei geringer Wechselwirkung betrug die Spinleitfähigkeit rund $1/h$, bei starker Wechselwirkung fiel sie auf Null ab. Diese Beobachtung eines Spinisolators führen wir auf eine große Paarungslücke innerhalb des Quantenpunktkontakts zurück, in den keine ungepaarten Teilchen eindringen können. Der Übergang vollzog sich genau bei der Wechselwirkungsstärke, bei der sich die Plateaus auflösten und der Transport nichtlinear wurde.

Das Verhalten stark wechselwirkender Teilchen in einem ungeordneten Potential zu erklären ist eine der größten Herausforderungen in der Vielteilchenphysik. Attraktive Wechselwirkung führt zu Supraleitung und somit zu einer ausgedehnten, makroskopisch besetzten

Verhalten in Unordnung

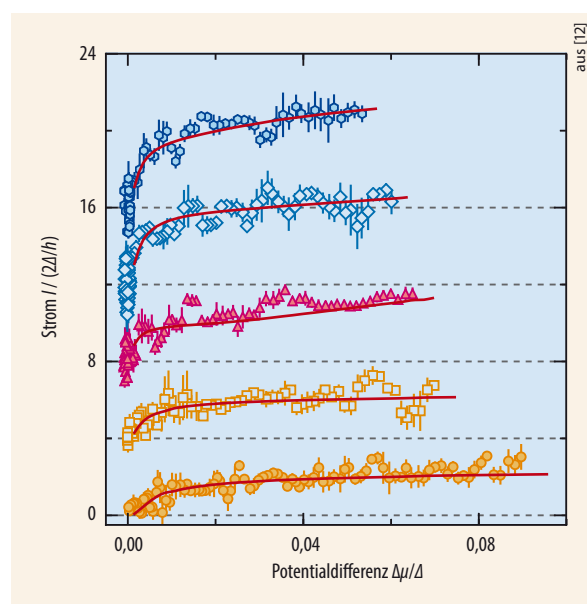


Abb. 4 Die verschiedenen Messreihen entsprechen unterschiedlichen Gatepotentials und sind in aufsteigender Reihenfolge gegeneinander vertikal verschoben. Der Strom nimmt für kleine angelegte Potentialdifferenzen schlagartig zu und flacht dann ab. Dies ist ein Kennzeichen von Superfluidität.

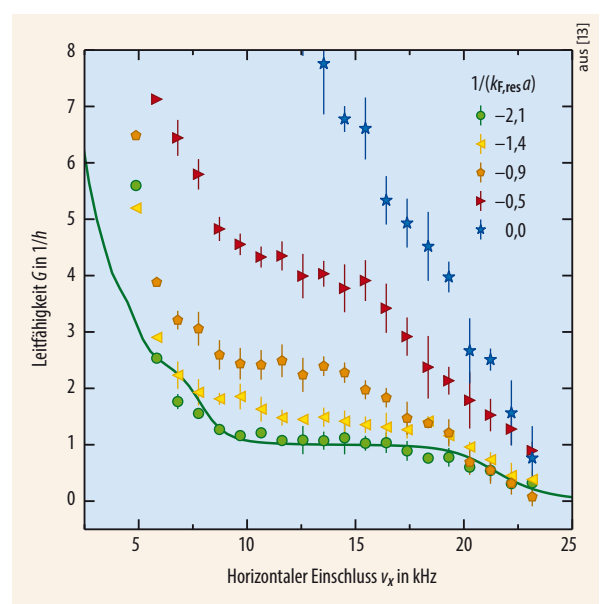


Abb. 5 Die Leitfähigkeit G wurde für verschiedene Wechselwirkungsstärken $1/(k_F, res a)$ gemessen. Hier sind k_F der Fermi-Wellenvektor und a die Streulänge. Für steigende attraktive Wechselwirkung nimmt die Höhe des Plateaus startend von $1/h$ kontinuierlich bis auf etwa $4/h$ zu. Das Plateau wird immer schmaler, bis es bei etwa $1/(k_F, res a) > -0,5$ verschwindet.

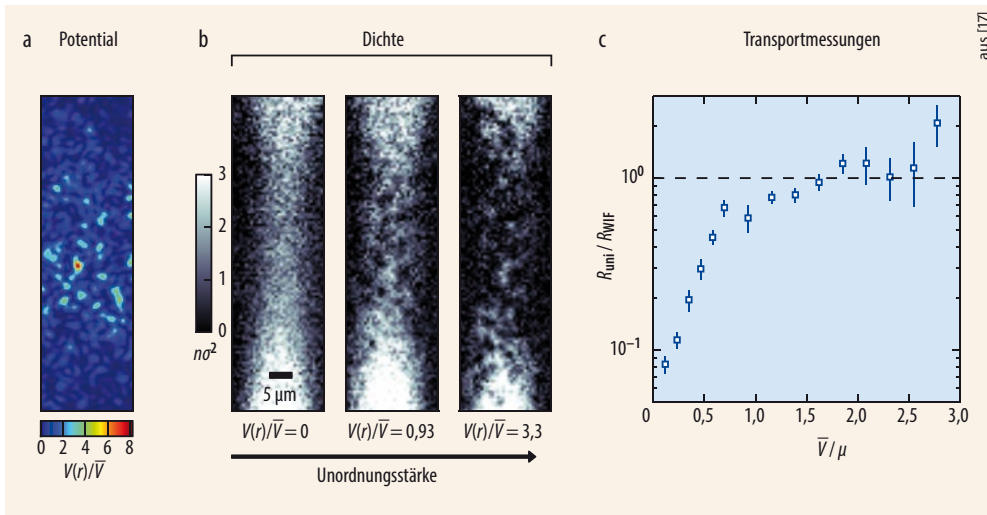


Abb. 6 Stark wechselwirkendes Fermi-Gas in Unordnung: Projiziertes Unordnungspotential (a) und darin abgebildete Atomdichte (b). Der 2D-Kanal ist der Länge nach von oben zu sehen. Mit zunehmender Unordnungsstärke nimmt die Fragmentierung in einzelne, abgegrenzte Teilbereiche zu, wobei die lokale Dichte an einigen Stellen gleich bleibt. Der Widerstand des unitären Gases ändert sich aufgrund der Fragmentierung des Gases deutlich (c).

Wellenfunktion. Unordnung dagegen sorgt für Lokalisierung einzelner Teilchen oder Paare. Transportmessungen eignen sich ideal, um diesen Übergang als Funktion der Unordnungsstärke zu untersuchen. Sie geben aber keinen direkten Aufschluss über die Frage, ob mit steigender Unordnung zuerst die Paare aufbrechen und dann einzeln lokalisiert werden oder ob es zur direkten Lokalisierung von Paaren kommt. In unserem Experiment konnten wir den Transport und die lokale Dichte *in situ* und mit hoher Auflösung messen [17] und zeigen, dass Paare direkt lokalisiert werden.

Das Unordnungspotential wurde in Form eines Speckle-Musters auf den 2D-Kanal projiziert (Abb. 6a). Dessen Korrelationslänge war um einen Faktor 1,5 kleiner als die Paargröße der stark wechselwirkenden Supraflüssigkeit im unitären Regime. In diesem Regime beeinflusst die Unordnung die Paarung also signifikant. Das Experiment zeigt eindrucksvoll, wie mit zunehmender Unordnungsstärke die Fragmentierung des Gases in einzelne, abgegrenzte Teilbereiche zunimmt (Abb. 6b). Dichtemaxima und -minima sind eindeutig Potentialminima und -maxima aus Abb. 6a zuzuordnen. Ein indirektes Indiz für das lokale Fortbestehen der Supraflüssigkeit lieferte die Beobachtung, dass die Dichte selbst bei sehr hohen Unordnungsstärken nahezu konstant blieb. Die Kompressibilität ungepaarter Teilchen wäre zu klein, um diese hohen Dichten zu erklären.

Die Fragmentierung des Gases geht mit einer Änderung des Widerstands einher (Abb. 6c). Bei keiner bzw. sehr geringer Unordnung ist der Widerstand unmessbar klein, wie es für eine Supraflüssigkeit der Fall sein sollte. Für wachsende Unordnung steigt der Widerstand exponentiell an. Ab einer Unordnungsstärke knapp unterhalb des chemischen Potentials verlangsamt sich die Zunahme und ist überraschenderweise vergleichbar mit dem eines nichtwechselwirkenden Gases im selben Unordnungspotential. Diese Beobachtung legt die Interpretation nahe, dass bei hoher Unordnung die Paare lokalisiert sind und die endliche Leitfähigkeit allein durch ungepaarte Teilchen zustandekommt.

Beide Beobachtungen deuten darauf hin, dass die stark fragmentierte Phase aus lokalisierten Paaren und einem Anteil ungepaarter, frei beweglicher Teilchen

besteht. Diese Interpretation ist in Einklang mit theoretischen Modellen, in denen sich die Bindungsenergie der Paare durch Unordnung erhöht, wie es auch für Supraleiter mit Unordnung der Fall ist. Ein weiterer Hinweis auf eine solche Phase ergab sich aus der Perkolationsanalyse der Dichtebilder, in denen unterhalb der Perkolationschwelle für Paare Verbindungspfade hoher Dichte zwischen den Reservoiren auftraten.

Thermoelektrizität auf der Spur

Neben dem Transport von Teilchen bzw. Ladung spielt in der Physik auch Wärmetransport eine zentrale Rolle. Besonders interessant wird es, wenn diese Prozesse durch Thermoelektrizität gekoppelt sind. So kann eine Temperaturdifferenz einen gerichteten Teilchenstrom generieren und letztlich Leistung erzeugen. In unserem abgeschlossenen System erfolgt Wärme- bzw. Energietransport einzig durch Teilchenaustausch. Phononen oder andere Anregungen, wie sie in Festkörpern vorkommen, sind nicht vorhanden. Diese einzigartigen Bedingungen erlauben es, fundamentalen Prinzipien der Thermoelektrizität und den damit verbundenen Wärmekraftmaschinen auf den Grund zu gehen.

Experimentell erzeugten wir eine Temperaturdifferenz zwischen den Reservoiren, indem wir eines durch einen rotverstimmten Laserstrahl aufheizten (Abb. 7a). Die Temperaturdifferenz zerfällt exponentiell (Abb. 7b) und spiegelt die Tatsache wider, dass der Wärmetransport auf Teilchentransport basiert. Von einer identischen Teilchenzahl aus startend, strömen Teilchen aus dem geheizten Reservoir in das kältere und bauen eine Teilchenzahldifferenz auf, die auf der charakteristischen Zeitskala wieder zerfällt. Der anfängliche Anstieg der relativen Teilchenzahldifferenz (Abb. 7c) ist eine klare Signatur für Thermoelektrizität [18].

Durch das Heizen eines Reservoirs werden Energiezustände unterhalb der Fermi-Energie entleert und Energiezustände oberhalb besetzt. Die entstandenen hochenergetischen Teilchen und niederenergetischen Löcher tragen den Transport effektiv. Da sich die Teilchen schneller durch den Kanal bewegen als die

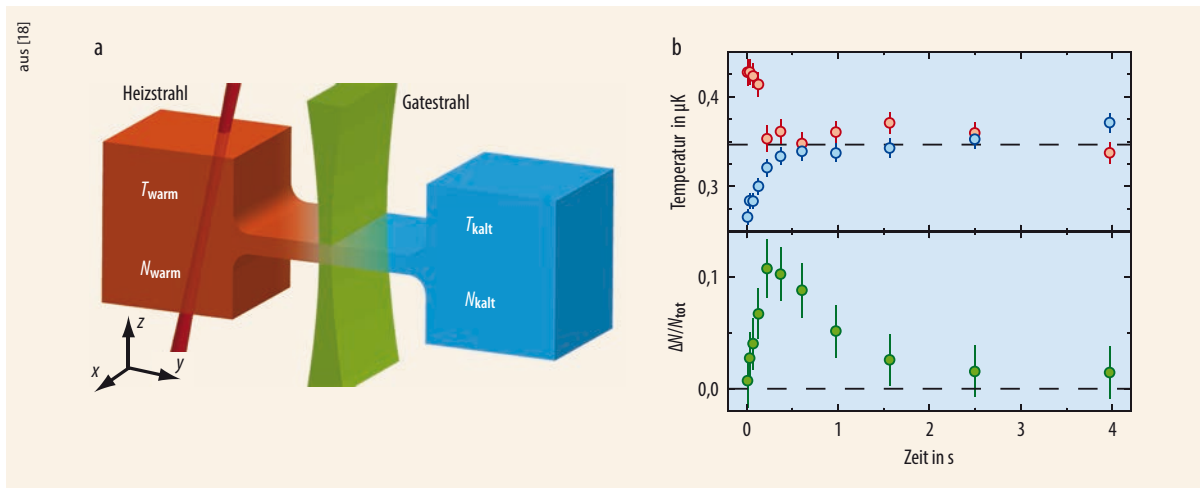


Abb. 7 Die Temperaturdifferenz entstand durch Aufheizen eines der Reservoirs mittels eines rotverstimmten Laserstrahls

(a). Die Temperaturdifferenz zerfällt exponentiell (b), die relative Teilchenzahl ändert sich entsprechend (c).

Löcher, kommt ein anfänglicher Nettostrom in das ungeheizte Reservoir zustande. Dieser intrinsische thermoelektrische Effekt des Kanals ist hierbei stärker als der entgegengesetzte thermodynamische Effekt der Reservoirs: Durch Heizen des einen Reservoirs nimmt dessen chemisches Potential ab und führt zu einem Strom vom ungeheizten in das geheizte Reservoir.

Die Stärke des thermoelektrischen Effekts ließ sich durch Einstellung des Transportprozesses – ballistisch oder diffus – kontrollieren. Bei diffusum Transport ist der Effekt am größten, da hier der Geschwindigkeitsunterschied zwischen Teilchen- und Lochtransport maximal ist. Das Vermögen eines Materials zur thermoelektrischen Stromerzeugung ist durch das so genannte ZT -Leistungsmerkmal charakterisiert. Es gibt an, wie die thermoelektrisch erzeugte und nutzbare Leistung in Relation zur verlorenen Leistung aufgrund von Wärmeleitung steht. Interessanterweise war der in unserer Messung bestimmte Wert vergleichbar mit den besten bislang realisierten Werten, da keine Wärme durch Phononen ausgetauscht wurde.

Ausblick

Mit unseren Transportmessungen konnten wir das Tor zur mesoskopischen Physik mit kalten Atomen weit aufstoßen und neuartigen, unerwarteten Vielteilcheneffekten wie den anomal hohen Leitfähigkeitsplateaus begegnen. Technische Fortschritte bei holografischen Projektionsmethoden könnten es bald erlauben, Atome durch programmierbare, dynamisch veränderbare Potentiallandschaften zu schicken. Ziel dabei ist ein Quantensimulator zur Berechnung von Transportkoeffizienten für Ladung, Wärme oder Spin. Die Herausforderung besteht darin, Modell-Hamiltonians – großteils bereits mit kalten Atomen realisiert – innerhalb des Transport-Setups zielgenau zu implementieren. Zusammen mit einer erhöhten Messgenauigkeit des Stroms könnte solch ein dynamischer Quantensimulator bald Wirklichkeit werden und zur Beantwortung offener Fragen in der Festkörperphysik

beitragen. Insbesondere lassen sich stark wechselwirkende Systeme untersuchen, wobei zugleich neue Fragen aufgeworfen werden.

Literatur

- [1] M. Greiner und I. Bloch, Physik Journal, Oktober 2015, S. 33
- [2] G. Roati et al., Nature **453**, 895 (2008)
- [3] J. Billy et al., Nature **453**, 891 (2008)
- [4] C. Groß und M. Oberthaler, Physik Journal, Februar 2010, S. 29
- [5] S. Eckel et al., Nature **506**, 200 (2014)
- [6] J.-P. Brantut et al., Science **337**, 1069 (2012)
- [7] M. Bruderer und W. Belzig, Physik Journal, November 2012, S. 20
- [8] S. Krinner, T. Esslinger und J.-P. Brantut, J. Phys.: Condens. Matter **29**, 343003 (2017)
- [9] R. J. Haug, Phys. Bl. **44**, 171 (1988)
- [10] S. Krinner et al., Nature **517**, 64 (2015)
- [11] W. Zwerger, The BCS-BEC Crossover and the Unitary Fermi Gas, Vol. 836, Lecture Notes in Physics, Springer (2012)
- [12] D. Husmann et al., Science **350**, 1498 (2015)
- [13] S. Krinner et al., PNAS **113**, 8144 (2016)
- [14] M. Kanász-Nagy et al., Phys. Rev. Lett. **117**, 255302 (2016)
- [15] S. Uchino und M. Ueda, Phys. Rev. Lett. **118**, 105303 (2017)
- [16] B. Liu, H. Zhai und S. Zhang, Phys. Rev. A **95**, 013623 (2017)
- [17] S. Krinner et al., Phys. Rev. Lett. **115**, 045302 (2015)
- [18] J.-P. Brantut et al., Science **342**, 713 (2013)

DIE AUTOREN

Sebastian Krinner studierte Physik in Regensburg, Erlangen und Paris und promovierte 2015 an der ETH Zürich in der Gruppe von Tilman Esslinger. Seit 2016 ist er als Postdoc in der Gruppe von Andreas Wallraff an der ETH Zürich tätig.



Jean-Philippe Brantut studierte Physik in



Paris und Lausanne. Seine Doktorarbeit fertigte er in der Gruppe von Alain Aspect am Institut d'Optique in Paris an. Anschließend war er als Postdoc und wissenschaftlicher Assistent in der Gruppe von Tilman Esslinger, bevor er 2016 als Assistenzprofessor an die École polytechnique fédérale de Lausanne in der Schweiz ging.

Tilman Esslinger (FV Quantenoptik und Photonik) studierte Physik in München und Edinburgh. Er promovierte und habilitierte bei Theodor Hänsch in München. Seit 2001 ist er Professor an der ETH Zürich.

