

In Unordnung erstarbt

Experimente mit kalten Atomen zeigen erstmals direkt die Anderson-Lokalisierung von Materiewellen.

Genau 50 Jahre ist es her, dass Philip W. Anderson seine wohl berühmteste Arbeit bei *Physical Review* veröffentlichte [1]. Unter dem Titel „Absence of Diffusion in Certain Random Lattices“ präsentierte er eine erste quantitative Analyse des Phänomens, das heute unter dem Begriff der starken Lokalisierung bzw. Anderson-Lokalisierung bekannt ist. Er legte auf diese Weise den Grundstein für ein neues Gebiet der Physik, die Quantenmechanik in ungeordneten Systemen, deren Bedeutung sich heute unter anderem in der besonders hohen Zahl der Zitierungen (über 4000) des Anderson-Papiers ausdrückt.

Die Theorie der Anderson-Lokalisierung beinhaltet als zentrale Aussage, dass in Anwesenheit eines zufälligen, räumlich variablen (aber zeitlich konstanten) Potentials die Eigenfunktionen eines Quantenteilchens im Allgemeinen nicht mehr ausgedehnt sind, sondern sich durch eine Lokalisierung mit im Ortsraum exponentiell abfallender Dichte auszeichnen. Betrachtet man daher in diesem System den Expan-

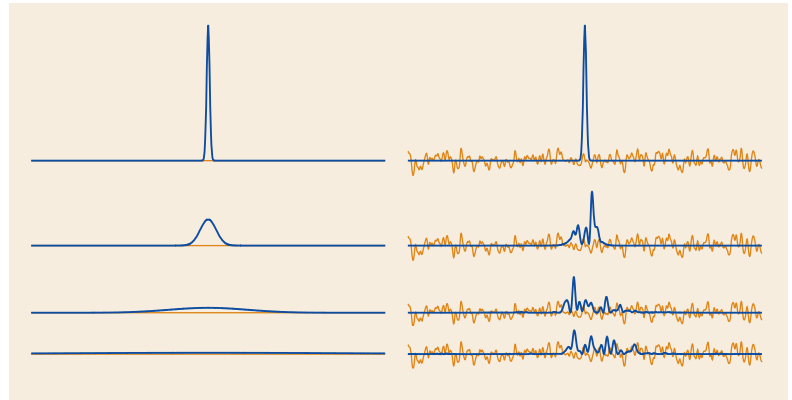


Abb. 1 Während sich im freien Raum eine eindimensionale Gaußsche Wellenfunktion beliebig verbreitert (links), führt die Anwesenheit des Unordnungspotentials zu einer Lokalisierung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit in einem

endlichen Raumbereich (rechts). Die Wellenfunktionen sind zu den Propagationszeiten $t=0, 1, 5$ und 20 dargestellt (von oben nach unten, in willkürlichen Einheiten).

sionsprozess einer gaußförmigen Wellenfunktion (Abb. 1), so zeigt sich, dass diese Wellenfunktion sich nicht beliebig lang verbreitert, wie das in homogenen Systemen zu erwarten wäre, sondern im Grenzfall langer Propagationszeiten in einen lokalisierten Zustand mit exponentiell abfallender Dichte übergeht. In eindimensionalen Systemen genügt bereits ein infinitesimal schwaches Unordnungspotential, um die Expansion der Wellenfunktion zu stoppen, während in drei Dimensionen eine kritische Stärke der Unordnung erforderlich ist. Verantwortlich für diese Lokalisierung ist destruktive Interferenz zwischen den einzelnen Komponenten der Wellenfunktion, die im Unordnungspotential hin- und hergestreut werden.

Im Allgemeinen ist es schwierig, diese Lokalisierung, die beispielsweise eine Schlüsselrolle zum Verständnis des Quanten-Hall-Effekts spielt, direkt experimentell zu beobachten, da in einem realistischen physikalischen System in der Regel Zusatzeffekte auftreten, die für das konzeptionell einfache Prinzip der Anderson-Lokalisierung problematisch sind. Beim elektronischen Transport in mesoskopischen Festkörpern etwa, in denen sich Unordnung in vielfältiger Weise manifestieren kann (z. B. durch

zufällig verteilte Donor- und Akzeptoratom in Halbleiter-Heterostrukturen), sind bei endlichen Temperaturen auch der Einfluss von Phononen sowie die Elektron-Elektron-Wechselwirkung zu berücksichtigen. Indirekt lassen sich hier lokalisierte elektronische Zustände über das Verhalten des Leitwerts in Abhängigkeit der Temperatur und der Stärke der Unordnung nachweisen [2]. Konzeptionell einfachere Rahmenbedingungen liegen im elektromagnetischen Kontext vor, etwa bei der Streuung von Laserlicht und Mikrowellenstrahlung an ungeordneten Medien, in denen jedoch Absorption stören kann [3, 4, 5]. Konkret lässt sich hier Anderson-Lokalisierung anhand der Stärke der Fluktuationen in der Transmission nachweisen [5].

Nun ist es erstmalig in zwei Experimenten unabhängig voneinander gelungen, Anderson-Lokalisierung mit bosonischen Materiewellen direkt zu beobachten [6, 7]. Dazu verwendeten die Gruppen von Alain Aspect in Palaiseau bzw. von Massimo Inguscio in Florenz aus ultrakalten Atomgasen bestehende Bose-Einstein-Kondensate, die in Atomfallen präpariert und nach deren Abschalten zur Expansion in quasi-eindimensionalen Wellenleitergeometrien mit Unordnung gebracht wurden. Ein

Priv. Doz. Dr. Peter Schlagheck und Prof. Dr. Klaus Richter, Institut für Theoretische Physik, Universität Regensburg, 93040 Regensburg

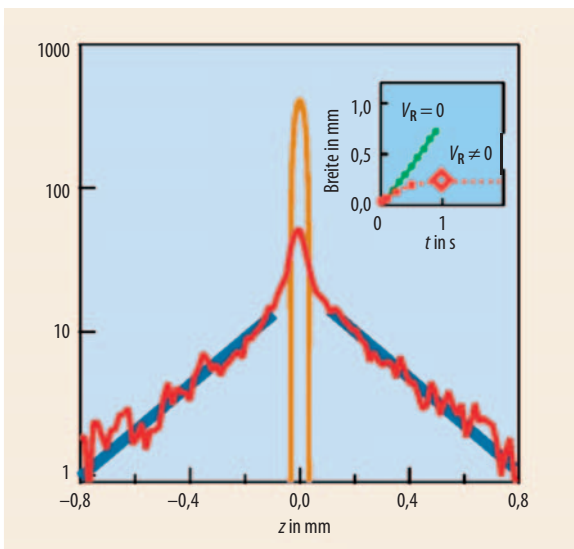


Abb. 2 Ohne Unordnungspotential (Inset: $V_R=0$) expandiert ein Bose-Einstein-Kondensat aus ^{87}Rb -Atomen kontinuierlich, während es für $V_R \neq 0$ nach kurzer Ausdehnung nicht weiter expandiert. Die ortsabhängige Atomdichte, die zu Beginn stark um $z = 0$ konzentriert ist (orange), fällt am Ende der Expansion (rotes Quadrat im Inset) nach außen exponentiell ab (rot). Die blauen Linien sind gefittete Exponentialfunktionen (aus [6]).

wesentlicher Vorteil der Bose-Einstein-Kondensate ist ihre nahezu perfekte Kohärenz, die es erlaubt, die Orts- bzw. Impulsverteilung der im Kondensat makroskopisch besetzten Wellenfunktion durch Laserabsorption genau zu vermessen. Hinzu kommt, dass sich für ultrakalte Atomgase genau kontrollierte Potential- und Wellenleitergeometrien mithilfe von Laserfeldern erzeugen lassen.

Um ein Unordnungspotential zu generieren, hat die Gruppe aus Palaiseau Streulicht verwendet, welches man z. B. durch die Reflexion eines Laserstrahls an einer rauen Oberfläche erhält [6]. Eine technische Herausforderung bei diesem optischen Unordnungspotential bestand darin, Korrelationslängen im Bereich der atomaren de Broglie-Wellenlänge des expandierenden Kondensats von deutlich unter einem Mikrometer zu erzielen, um zu gewährleisten, dass Lokalisierung auf realistischen Längenskalen stattfindet. Zudem musste die Intensität des Streulichts schwach genug sein, damit das Kondensat erst einmal ungestört expandieren konnte – nämlich so lange, bis dessen Dichte so klein war, dass Wechselwirkungseffekte aufgrund von Atom-Atom-Stößen zu vernachlässigen waren.

Einen etwas anderen Weg hat die Gruppe aus Florenz gewählt [7], die die Homogenität des externen Potentials durch die Superposition zweier optischer Stehwellen mit inkommensurablen Wellenlängen gebrochen hat. Das dadurch entstehende aperiodische Potential entspricht, streng genommen, nicht der Art der Unordnung, die im Zusammenhang mit Anderson-Lokalisierung typischerweise betrachtet wird. Bereits seit 1980 ist jedoch bekannt, dass auch diese Form der „Quasi-Unordnung“ unter geeigneten Bedingungen zu einer exponentiellen Lokalisierung der Wellenfunktion führt [8]. Wechselwirkungseffekte konnte die Gruppe aus Florenz mithilfe einer bei Bose-Einstein-Kondensation eher unüblichen Atomsorte eliminieren, nämlich ^{39}K , bei der sich die s -Wellen-Streulänge, die die Stärke der

Wechselwirkung charakterisiert, mittels einer Feshbach-Resonanz auf einen extrem kleinen Wert einstellen lässt.

Beide Experimente zeigten im Rahmen der Messgenauigkeit, dass die Expansion des Kondensats in einen lokalisierten Zustand mit im Unordnungsmittel exponentiell abfallender Dichteverteilung übergeht (Abb. 2). Dieser Nachweis ist ein wichtiger Meilenstein auf dem Weg der experimentellen Erforschung der Anderson-Lokalisierung, der freilich noch nicht das Ende dieses Weges markiert, sondern neue Perspektiven eröffnet. Das Studium von Streuprozessen von Kondensaten durch Unordnungsgeometrien wäre ein nächster logischer Schritt, bei dem neben dem Mittelwert der Transmission auch die Charakterisierung von Fluktuationen Aufschluss über das Lokalisierungsverhalten des Kondensats geben kann. Ein weiteres Ziel ist es, den Anderson-Übergang vom diffusiven zum lokalisierten Regime in drei Dimensionen zu realisieren, welcher indirekt über die „dynamische Lokalisierung“ von Atomgasen, die zeitperiodischen externen Potentialen ausgesetzt sind, bereits nachgewiesen wurde [9]. Schließlich sei noch erwähnt, dass ultrakalte Atomgase besonders gute Voraussetzungen bieten, um den Einfluss von Wechselwirkungseffekten auf Lokalisierungsphänomene kontrolliert zu untersuchen. In diesem Sinne kann man zum runden Geburtstag von Andersons Theorie der Lokalisierung konstatieren: 50 Jahre und kein bisschen alt.

Peter Schlagheck und Klaus Richter

- [1] P. W. Anderson, Phys. Rev. **109**, 1492 (1958)
- [2] B. Kramer und A. MacKinnon, Rep. Prog. Phys. **56**, 1469 (1993)
- [3] D. S. Wiersma et al., Nature **390**, 671 (1997)
- [4] M. Störzer et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 063904 (2006)
- [5] A. A. Chabanov, M. Stoytchev und A. Z. Genack, Nature **404**, 850 (2000)
- [6] J. Billy et al., Nature **453**, 891 (2008)
- [7] G. Roati et al., Nature **453**, 895 (2008)
- [8] S. Aubry und G. André, Ann. Israel Phys. Soc. **3**, 133 (1980)
- [9] J. Chabé et al., arXiv:0709.4320 (2007)