



QUANTENMECHANIK

# Universell in der Zeit

Die Dynamik von Quantensystemen kann im zeitlichen Verlauf selbstähnlich werden.

Maximilian Prüfer, Helmut Strobel und Markus Oberthaler

Die Zeitentwicklung isolierter Systeme ist auf kleinsten Skalen durch die Gesetze der Quantenmechanik bestimmt und kann sehr kompliziert ablaufen. Für große Systeme besteht in extrem dynamischen Situationen die Möglichkeit, dass die Zeitentwicklung einfach wird und universelles Verhalten zeigt. Analoge Quantensimulatoren helfen, dies zu untersuchen.

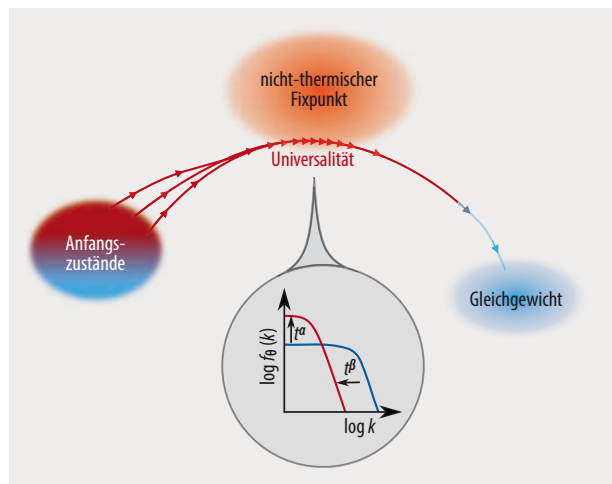
Systeme fernab des Gleichgewichts zeichnen sich durch eine typischerweise komplexe dynamische Entwicklung beobachtbarer Größen aus. Als „einfacher“ Spezialfall besitzen isolierte Quantensysteme eine Dynamik, die nur durch zwei Größen bestimmt wird: den Anfangszustand, z. B. in Form einer Dichtematrix, und den Hamilton-Operator. Daraus lässt sich mithilfe der Schrödinger-Gleichung bzw. der Von-Neumann-Gleichung die Zeitentwicklung bestimmen und so auch die dynamische Entwicklung aller beobachtbaren Größen. Dies erscheint konzeptionell sehr einfach, in der Praxis ist aber eine exakte Berechnung der Dynamik großer Systeme fast unmöglich.

In extremen Situationen kann die Dynamik jedoch einfach bzw. universell werden, beispielsweise im Quark-Gluon-Plasma. Für diesen heißesten Aggregatzustand auf Erden, produziert am CERN, schlägt die Theorie universelle Dynamik vor. Erstmals beobachtet wurde das Phänomen aber 2018 mit ultrakalten Bose-Gasen, dem kältesten Aggregatzustand auf Erden. Diese analogen Quantensimulatoren haben also beim Nachweis geholfen, dass universelle Quantendynamik in einer gegebenen physikalischen Situation auftritt. Im Folgenden wollen wir zunächst die Charakteristika der universellen Quantendynamik detaillierter betrachten.

### Auf dem Weg zum Gleichgewicht

Um zu verstehen, was universelle Zeitentwicklung bedeutet, wollen wir uns zuerst einmal anschauen, wie sich eine Situation fernab des Gleichgewichts von einer nahe des Gleichgewichts unterscheidet. Im thermischen Gleichgewicht zeigt ein System keine explizite Zeitentwicklung. Die einzelnen Freiheitsgrade und deren Fluktuationen sind vollständig durch einen Parameter – die Temperatur – bestimmt. Daher folgen die Besetzungszahlen der Energiezustände, welche die Diagonalelemente der Dichtematrix sind, einer Boltzmann-Verteilung. Für den Spezialfall eines Bose-Kondensats ist der energetisch niedrigste Zustand makroskopisch besetzt, und die Besetzung der angeregten Zustände folgt der Bose-Einstein-Verteilung.

Für sehr lange Zeiten entwickeln sich die meisten Quantensysteme hin zu einem (thermischen) Gleichgewichts-



**Abb. 1** Aus unterschiedlichen Anfangszuständen entwickelt sich ein quantenmechanisches System zum Gleichgewicht. Dabei kann es einen nicht-thermischen Fixpunkt erreichen, der sich durch universelle Dynamik auszeichnet: Die Form der Korrelationsfunktion  $f_0(k)$  bleibt gleich, während sich deren Amplitude und charakteristische Längenskala mit zeitunabhängigen Exponenten  $\alpha$  und  $\beta$  verändern. Die Form und beide Exponenten definieren die Universalitätsklasse.

zustand, selbst wenn sie perfekt isoliert von der Umgebung sind. Wie genau generische isolierte Quantensysteme ein thermisches Gleichgewicht finden können, ist per se eine hochaktuelle Fragestellung. Wir interessieren uns hier speziell für die transiente Zeitentwicklung auf dem Weg zum thermischen Gleichgewicht, bei der universelle Quantendynamik auftreten kann.

Es ist a priori nicht klar, dass sich dynamische Phänomene fernab des Gleichgewichts einfach beschreiben lassen. Grundsätzlich kann die Dynamik sehr kompliziert ablaufen und stark von verschiedenen Details abhängen. Allerdings haben Quantenfeldtheoretiker um Jürgen Berges vor mehr als zehn Jahren basierend auf komplexen Betrachtungen vorhergesagt, dass sogenannte nicht-thermische Fixpunkte existieren [1]. Das bedeutet konkret: Fernab des Gleichgewichts kommt es vor, dass sich die Physik auf großen Längenskalen für eine transiente Zeitspanne in der Entwicklung hin zum Gleichgewicht auf einfache Weise beschreiben lässt. Transient bedeutet, dass dieses Verhalten nur endlich lange andauert. Das Regime ist durch universelle Dynamik charakterisiert (**Abb. 1**). Das heißt, die Korrelationsfunktionen zeigen bei großen Längenskalen eine selbstähnliche Entwicklung.

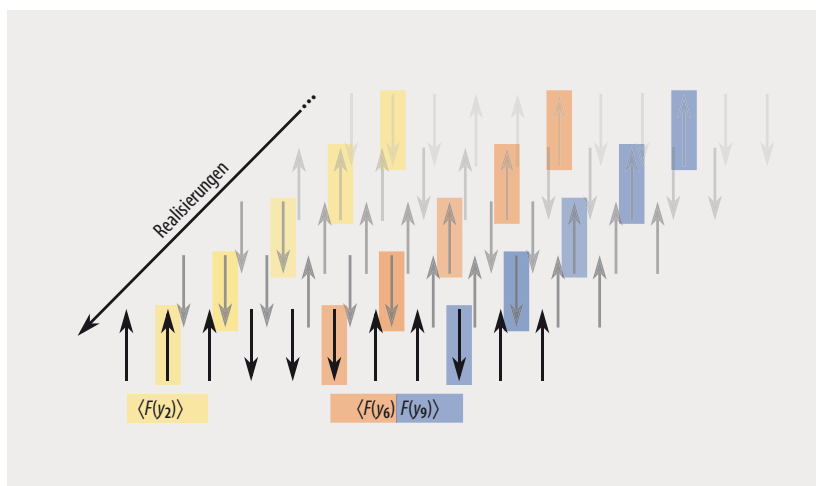
Zwei Begriffe dieses Satzes gilt es, detailliert zu erklären: Korrelationsfunktion und Selbstähnlichkeit.

### Korrelationen detektieren

Die Entwicklungsgleichung von Systemen mit vielen Freiheitsgraden lässt sich nur schwer lösen; tatsächlich wächst die Schwierigkeit exponentiell mit der Anzahl der Freiheitsgrade. Daher helfen oft nur statistische Methoden, um Aussagen über beobachtbare Größen zu treffen. In der statistischen Physik und in der Quantenfeldtheorie sind

◀ Die künstlerische Darstellung dynamischer Quantenfelder fernab des Gleichgewichts nutzt einen Wasserfall als Symbol: Ein extremer Anfangszustand (oben, verwirbeltes Wasser) entwickelt sich über universelle Dynamik (Mitte) zu einem thermischen Gleichgewicht (unten, ruhiges Wasser).





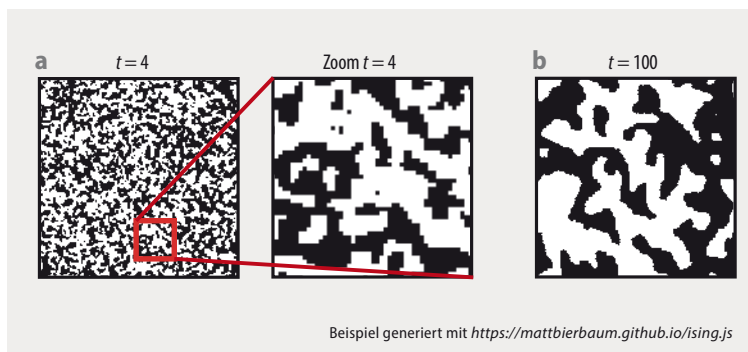
**Abb. 2** In quantenmechanischen Systemen fluktuiert der Wert von Observablen  $F(y_i)$  in verschiedenen experimentellen Realisierungen. Die Korrelationsfunktionen  $\langle F(y_i) \rangle$  und  $\langle F(y_j) F(y_k) \rangle$  beschreiben den Mittelwert der Observablen an einem Ort  $y_i$ , bzw. deren Wechselbeziehung an mehreren Orten  $y_j$  und  $y_k$ . Diese erlauben es zusammen mit Korrelationsfunktionen höherer Ordnung, das System vollständig zu charakterisieren.

Korrelationsfunktionen ein beliebtes Werkzeug [2, 3]. Wie ihr vom lateinischen *correlatio* (Wechselbeziehung) abgeleiteter Name schon sagt, beschreiben sie, wie verschiedene Dinge miteinander in Verbindung stehen. Um uns das Konzept klarzumachen, stellen wir uns ein eindimensionales System mit den Koordinaten  $y_i$  für  $i = 1, \dots, n$  und eine Observable  $F(y_i)$  vor (Abb. 2). Als Beispiel eignet sich die Ausrichtung eines quantenmechanischen Spins an einem bestimmten Ort. Selbst wenn in einem System typischerweise fünf benachbarte Spins in die gleiche Richtung zeigen, können thermische und quantenmechanische Effekte zu Fluktuationen der Spinstruktur führen. Um quantitative Aussagen zu treffen, gilt es daher, Mittelwerte  $\langle O \rangle$  über viele experimentelle Realisierungen zu bilden. Die Einpunktfunktion  $\langle F(y_i) \rangle$  ist der einfachste dieser Mittelwerte, da die Observable  $F$  nur an einem Punkt  $y_i$  ausgewertet wird. Entsprechend beschreibt die Zweipunktfunktion  $\langle F(y_j) F(y_k) \rangle$ , wie die beobachtbare Größe an zwei Punkten miteinander korreliert ist. Für unterschiedliche Orte quantifiziert  $\langle F(y_j) F(y_k) \rangle$ , wie wahrscheinlich es ist, dass der Spin an den Orten  $y_j$  und  $y_k$  gleichzeitig in die gleiche Richtung zeigt.

Sowohl die Dichtematrix als auch das Set aller möglichen Korrelationsfunktionen enthalten alles, was man über ein System wissen kann. Die Zeitentwicklung der Korrelationsfunktionen ist eindeutig durch den Hamilton-Operator und die Anfangsbedingung bestimmt: Auf kleinsten Skalen können zwei unterschiedliche Anfangsbedingungen

niemals zur exakt gleichen Dynamik führen. Betrachtet man das System aber derart, dass die kleinsten Prozesse nicht auflösbar sind, können die verlorenen Details für die beobachteten Phänomene irrelevant sein. Diese grobkörnige Betrachtung lässt sich in der Quantenfeldtheorie effektiv mit der Renormierungsgruppentheorie beschreiben, wenn sich neue, relevante Freiheitsgrade finden. Kenneth G. Wilson, Nobelpreisträger und ein Pionier der Technik, hat die Renormierungsgruppentheorie in thermischen Systemen eingeführt [4]. Eine Verallgemeinerung auf zeitabhängige Situationen zeigt, dass am nicht-thermischen Fixpunkt Details der Anfangsbedingung und des Hamilton-Operators unwichtig werden. Dieser prinzipielle Verlust an Detailgenauigkeit liegt der einfachen Beschreibung der Dynamik im universellen Regime zugrunde.

Lehrbücher diskutieren Universalität bisher vor allem im thermischen Gleichgewicht. So verhalten sich bestimmte charakteristische Größen in der Nähe von Phasenübergängen für unterschiedliche Systeme gleich. Wichtig ist es, anstelle der absoluten Größen vor allem deren funktionale Abhängigkeit zu vergleichen, beispielsweise die Korrelationslänge als Funktion ihres „Abstands“ zum Phasenübergang. Von Universalität spricht man, wenn diese Abhängigkeit für verschiedene Systeme gleich aussieht. Im Gleichgewicht ist Universalität experimentell sehr gut untersucht und es existiert ein detailliertes theoretisches Verständnis von Universalitätsklassen [5]. Dagegen ist die universelle Zeitentwicklung ein Phänomen, das erst seit einigen Jah-



**Abb. 3** Dieses Beispiel zeigt die orts aufgelöste Magnetisierung in einem zweidimensionalen schockgekühlten Ising-Modell mit Flächen positiver (schwarz) und negativer (weiß) Werte. Deren Verteilung sieht für einen Zoom zum Zeitpunkt  $t = 4$  (a) und das gesamte System zum Zeitpunkt  $t = 100$  (b) ähnlich aus. Ein Reskalieren der Ortskoordinate mit der Zeit führt zu quantitativ gleichen Korrelationsfunktionen. Der Zoom muss dabei gemäß einem Potenzgesetz  $t^{-1/2} = 1/\sqrt{t}$  in der Zeit verändert werden; im gezeigten Beispiel ergibt sich  $\sqrt{100} / \sqrt{4} = 5$ .

ren intensiv diskutiert und kürzlich erstmals experimentell gezeigt wurde.

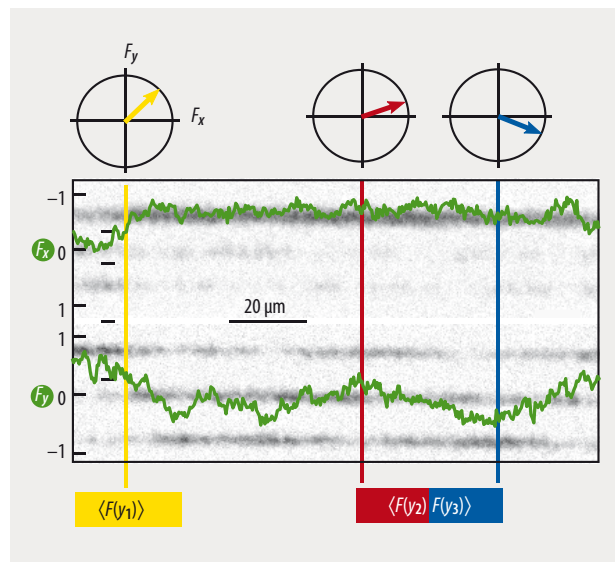
Mit den Korrelationsfunktionen als Werkzeug gelingt es, universelle Dynamik zu beschreiben. Was aber lässt sich unter einer selbstähnlichen Entwicklung intuitiv verstehen? Stellen wir uns vor, wir betrachten ein System zu einem gegebenen Zeitpunkt  $t$  durch ein Mikroskop mit variabler Vergrößerung. Hier liegen Strukturen einer charakteristischen Größe vor, in unserem Beispiel quantenmechanischer Spins ist dies die Längenskala, auf der diese korreliert sind. Entwickelt sich das System nun dynamisch weiter, verändert sich auch die Längenskala. Bei Selbstähnlichkeit sieht das System zu jedem Zeitpunkt gleich aus, wenn der Vergrößerungsfaktor des Mikroskops entsprechend angepasst wird (Abb. 3). Der Fall universeller Quantendynamik ist gegeben, sofern diese Selbstähnlichkeit zum Vorschein tritt, wenn die Vergrößerung des Mikroskops entsprechend einem Potenzgesetz  $t^{-\beta}$  gewählt wird.

### Vom Universum über das CERN in den Keller

Es scheint klar, dass das Universum kurz nach dem Urknall ein System fern des Gleichgewichts war. Nicht so offensichtlich ist allerdings, dass es sich dabei auch um ein isoliertes Quantensystem handelte. Um Phänomene zu untersuchen, die bei diesem tatsächlich einmaligen Experiment auftraten, kollidieren am Large Hadron Collider des CERN hochgeladene Bleikerne mit Energien von mehreren Teraelektronenvolt. Dabei entsteht ein extremes Nichtgleichgewichtssystem, das wir nun kurz etwas genauer betrachten wollen, weil die beobachteten Phänomene die Theorie über universelle Dynamik motiviert haben.

Die Experimente mit Schwerionenkollisionen sollen grundlegende Fragen der Quantenchromodynamik klären. Dabei entstehen in natürlicher Weise isolierte Vielteilchensysteme, deren Eigenschaften dem Materiezustand des frühen Universums in den ersten Mikrosekunden nach dem Urknall nahekommen. Das System ist tatsächlich in sehr guter Näherung isoliert und befindet sich definitiv fernab des thermischen Gleichgewichts: Anfangs sind viele Zustände höher besetzt, als bei einem System im thermischen Gleichgewicht erwartet. Ein Szenario ist eine anfängliche universelle Dynamik, die zu schneller Thermalisierung führt, sodass sich die nachfolgende Dynamik des Quark-Gluon-Plasmas hydrodynamisch beschreiben lässt. Das erlaubt quantitative Vorhersagen der resultierenden Teilchenproduktion. Allerdings ist es in diesen Experimenten unmöglich, die frühe Dynamik direkt zu untersuchen, weil experimentell nur die Endprodukte, lange nach der Kollision, detektierbar sind.

Idealerweise möchte man die verschiedenen Quantenfeldkonfigurationen direkt beobachten, daraus die Korrelationen extrahieren und deren Zeitentwicklung bestimmen. Mit quantenchromodynamischen Feldern erscheint dies nicht machbar. Aber mit den Bose-Feldern eines ultrakalten Spin-1-Gases ist es möglich, die relevanten Felder sogar direkt zu beobachten. Hier lässt sich die Anfangsbedingung in einem großen Bereich verändern und es ist möglich, die Korrelationsfunktionen für verschiedene Zeitpunkte zu



**Abb. 4** Aus der räumlich aufgelösten Messung der Richtung des Spins ( $F_x, F_y$ ) ergeben sich die Korrelationsfunktionen  $\langle F(y_1) \rangle$  und  $\langle F(y_2) F(y_3) \rangle$ .

extrahieren. Das hat uns vom Universum in den Keller geführt: Dort werden am Kirchhoff-Institut die ultrakalten Gase produziert.

### Eine Plattform für analoge Quantensimulationen

Um Quantensimulationen durchzuführen, ist es grundsätzlich nötig, einen wohldefinierten quantenmechanischen Anfangszustand zu präparieren. Eine Möglichkeit besteht darin, atomare Gase mithilfe von Laserlicht und Verdampfungskühlen bis nahe an den absoluten Nullpunkt abzukühlen – anstelle der Teraelektronenvolt ( $10^{12}$  eV) bei den CERN-Experimenten sprechen wir hier von Piko-elektronenvolt ( $10^{-12}$  eV). Eine Vakuumkammer macht äußere Einflüsse vernachlässigbar, womit das System isoliert ist. Quantengasexperimente beobachten typischerweise die Dynamik zeit- und orts aufgelöst. Es ist zum Beispiel in optischen Gittern möglich, durch die Detektion einzelner Atome die Besetzung einzelner Gitterplätze zu bestimmen [6] oder in kontinuierlichen Systemen orts aufgelöst den Spinfreiheitsgrad am Quantenlimit auszulesen [7]. Im Folgenden konzentrieren wir uns auf die experimentellen Details zweier Experimente in Heidelberg und Wien, in denen die Beobachtung universeller Dynamik fast zeitgleich gelang [8, 9].

In unseren Experimenten in Heidelberg verwenden wir Rubidium, das wir so weit herunterkühlen, bis die Atome ein Bose-Einstein-Kondensat bilden. Die Dipolkraft hält die Atome in einer elongierten optischen Falle, was zu einer zigarrilloförmigen Atomwolke führt. In dieser Konfiguration erscheint den Atomen der Raum effektiv eindimensional. Das optische Fallenpotential erlaubt es, Atome in mehreren Hyperfeinzuständen gleichzeitig zu fangen. Die Atome tragen einen Quantenspin, der sich klassisch als kleiner Magnet interpretieren lässt. Die Nichtgleichgewichtssituation stellen wir her, indem

wir Mikrowellenfelder einstrahlen, die schlagartig die Wechselwirkung zwischen den Spins erlauben. Nach dieser Änderung, auch Quench genannt, ist das System instabil, was zu einer hohen Anregung des Spinfreiheitsgrades [10] in verschiedenen räumlichen Zuständen führt und das System nahe an einen nicht-thermischen Fixpunkt heranbringt.

Die Gruppe um Jörg Schmiedmayer hat im Wiener Experiment Rubidium mithilfe magnetischer Felder auf einem Atomchip gefangen. Die Präparation eines Systems fernab des Gleichgewichts verläuft hier etwas anders: Die Gruppe entfernt schlagartig einen substanziellen Anteil der Atome mit den höchsten Energien aus der Falle, was einer Schockkühlung nahekommt. Das anschließende Erhöhen der Fallenpotentiale führt zu einem geschlossenen System. Verglichen mit dem thermischen Gleichgewicht liegt nun ein System mit sehr hoch besetzten Impulszuständen vor.

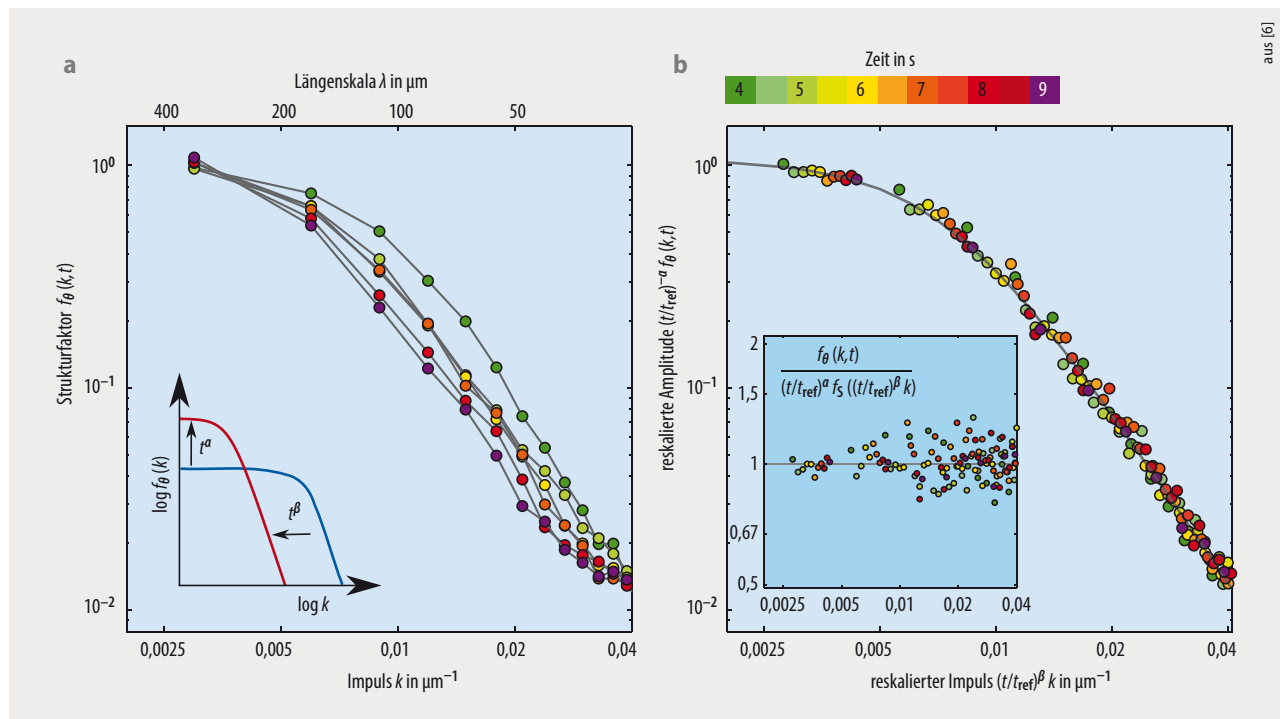
### Zweifacher experimenteller Nachweis

Für die beiden Systeme in einer eindimensionalen Fallen-geometrie gab es zuvor keine theoretischen Vorhersagen möglicher universeller Phänomene fernab des Gleichgewichts. Es war per se nicht einmal klar, ob die Universalität in einer Dimension auftritt. Letztendlich entpuppten sich die Systeme als perfekte Modelle, um universelle Nichtgleichgewichtssysteme experimentell zu untersuchen. Um jedoch die universelle Dynamik zu beobachten, galt es, den zugehörigen Freiheitsgrad zu identifizieren. Im Heidelberger Experiment handelte es sich dabei um den Spinfreiheitsgrad transversal zum angelegten Magnetfeld,

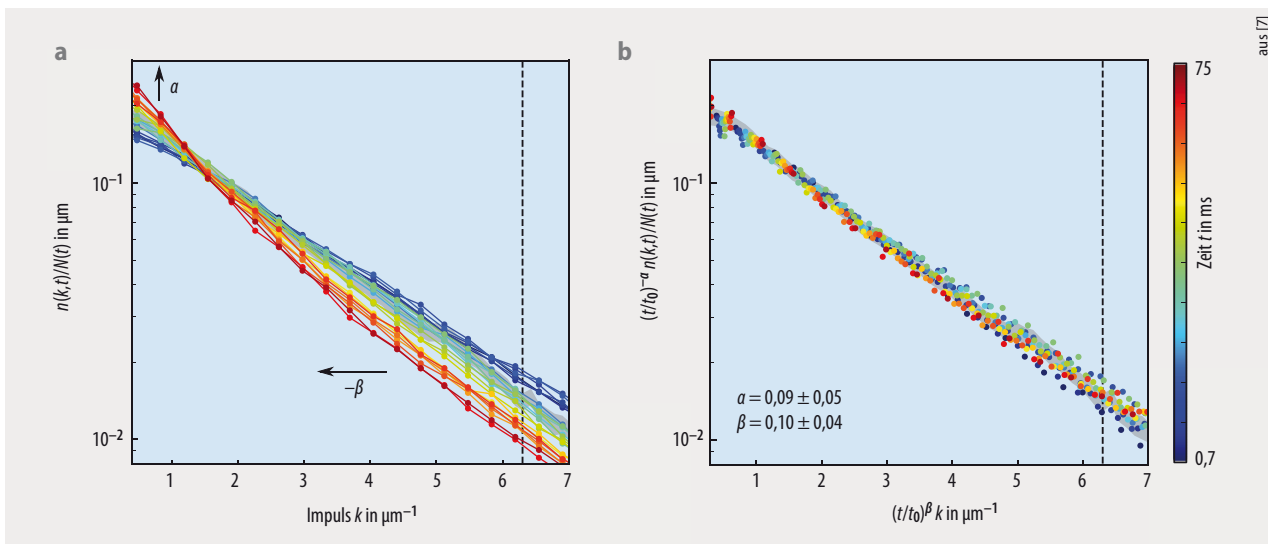
der nach den Quenches und langen Evolutionszeiten universelle Dynamik zeigt. Der Nachweis gelang mit einer neuartigen Auslesemethode [7], in der messbare Atomdichten die Extraktion der Spinrichtung erlauben (Abb. 4). Mit der räumlichen Auflösung lassen sich die Korrelationsfunktionen direkt berechnen. Als destruktive Detektionsmethode charakterisiert die verwendete Absorptionsmessung das System und zerstört es gleichzeitig. Um die Korrelationsfunktion mit hoher Präzision zu bestimmen, gilt es, das Experiment für jeden Zeitschritt mehrere hundert Mal zu wiederholen.

Das Phänomen der universellen Dynamik ist nur bei vergleichsweise langen Evolutionszeiten zu beobachten, weil es erst nach einer Vielzahl der typischen Wechselwirkungszeiten auftritt. In unserem Experiment entspricht dies einem Regime, das an die Grenzen von Experimenten mit ultrakalten Atomen stößt. Die langen Evolutionszeiten verlangen zusammen mit der benötigten Statistik einen experimentellen Aufbau mit hoher Stabilität und Kontrolle. Unsere komplette Studie erforderte die Möglichkeit, ungefähr vier Wochen bei konstanten experimentellen Bedingungen zu messen. Währenddessen haben wir das System rund um die Uhr alle 50 Sekunden neu präpariert: Das sind ungefähr 50 000 Realisierungen – genauso viele Schwerionenkollisionen können am CERN pro Sekunde ablaufen.

Experimentell zeigt sich ein universelles Regime, wenn sich die funktionale Form der Korrelationsfunktion nicht ändert. Die Dynamik wird deutlich, weil Amplitude und Längenskala gemäß der einfachen Potenzgesetze  $t^\alpha$  und  $t^\beta$  mit der Zeit variieren. Die Art der Skalierungsfunktion ist



**Abb. 5** Das Heidelberger Experiment bestimmte die Fourier-Transformierte der direkt extrahierten Spinkorrelationen als Funktion des zugehörigen Impulses (a) für verschiedene Zeitpunkte im Experiment von 4 Sekunden (dunkelgrün) bis 9 Sekunden (lila). Bei reskalierter Impuls- und Amplitudenachse (b) fallen alle Datenpunkte auf eine universelle Kurve (grau). Die Dynamik im System ist also universell.



**Abb. 6** Mit der Flugzeitmethode ergaben sich beim Wiener Experiment Impulsverteilungen (a) für verschiedene Zeitpunkte im Experiment von 0,7 Millisekunden (dunkelblau) bis 75 Millisekunden (dunkelrot). Bei reskaliertem Impuls- und Amplitudenachse (b) fallen alle Datenpunkte auf eine universelle Kurve (grau). Die Dynamik im System ist also universell.

eine Eigenschaft der Universalitätsklasse. Für das Spinsystem des Heidelberger Experiments ergibt sich als Fourier-Transformierte der direkt extrahierten Spinkorrelationen eine verallgemeinerte Lorentz-Funktion (**Abb. 5**). Bei dem schockgekühlten Bose-Gas des Wiener Experiments bildet die Flugzeitmethode als Standardverfahren die Impulsverteilung auf eine Ortsverteilung ab. Das erlaubt es, direkt die Besetzung der Impulsmoden zu bestimmen und führt auf eine Exponentialfunktion (**Abb. 6**). Damit haben die ersten beiden analogen Quantensimulationen direkt zwei verschiedene universelle Korrelationsfunktionen gefunden.

Die universelle Zeitdynamik zeigt sich in beiden Fällen, wenn man die Korrelationen als Funktion des Impulses für verschiedene Zeiten im Skalierungsregime aufträgt und die Impulsachse mit  $t^\beta$  und die Amplituden mit  $t^{-\alpha}$  reskaliert. Dabei fallen alle Datenpunkte auf eine universelle Kurve. Für das Heidelberger Experiment ergeben sich als universelle Exponenten  $\alpha = 0,33 \pm 0,08$  und  $\beta = 0,54 \pm 0,06$ ; für das Wiener Experiment betragen sie  $\alpha = 0,09 \pm 0,05$  und  $\beta = 0,10 \pm 0,04$ . Da die beiden Experimente nicht nur unterschiedliche Funktionen, sondern auch verschiedene Exponenten gefunden haben, könnte es tatsächlich mehr als eine Universalitätsklasse geben. Wann und warum diese existieren, ob es einen dahinter liegenden gemeinsamen Mechanismus gibt und welche anderen Klassen eventuell vorliegen, gilt es nun herauszufinden.

## Robuste universelle Phänomene

Dabei gibt es eine spannende und sogleich nützliche Eigenschaft des beschriebenen Phänomens: die erwartete Insensitivität gegenüber Details wie der Stärke der mikroskopischen Wechselwirkungen im Hamilton-Operator oder den Anfangsbedingungen. Die gute Kontrolle über ultrakalte Atome erlaubt es, explizit die Abhängigkeit von der

Anfangsbedingung zu testen. Im Heidelberger Experiment haben wir zum Beispiel verschiedene räumliche Spinstrukturen präpariert. Im Wiener Experiment lässt sich die Anzahl der verwendeten Atome ändern, was indirekt auch die mikroskopische Wechselwirkungsstärke variiert. Ein kürzlich durchgeführtes Experiment in Cambridge konnte die Wechselwirkungsstärke direkt mithilfe von Feshbach-Resonanzen verändern und die Unabhängigkeit der universellen Dynamik demonstrieren [11]. Die Experimente bestätigen demnach alle die vorhergesagte Robustheit des Phänomens.

Die Robustheit macht Systeme mit universeller Dynamik interessant für Quantensimulationen und Quantenrechnungen. Typischerweise verfolgen Quantensimulationen mit ultrakalten Quantengasen den Ansatz [6], einen Modell-Hamilton-Operator auf mikroskopischen Skalen mit kontrollierten räumlichen Anordnungen und Wechselwirkungen zu implementieren – also auf dem Level einzelner Atome. Damit lassen sich zum Beispiel Minimalmodelle von Festkörpersystemen emulieren und grundlegende Mechanismen studieren. Hier kommt es jedoch im Detail sehr genau darauf an, alle Teile des Hamilton-Operators auf mikroskopischer Ebene genauestens zu implementieren.

Im Fall universeller Dynamik wäre ein etwas anderes Vorgehen möglich, weil ein neuer „effektiver Hamilton-Operator“ die makroskopischen, relevanten Freiheitsgrade beschreibt. Dieser ist robust, denn er hängt nicht mehr von mikroskopischen Details des Systems ab. Es ist sogar möglich, ihn mithilfe von Korrelationsfunktionen experimentell zu bestimmen [12, 13]. Dieser komplementäre Ansatz für zukünftige Quantensimulationen ermöglicht es, in Bereichen zu arbeiten, in denen die mikroskopische Kontrolle aller Freiheitsgrade nicht mehr in höchstem Maße möglich ist, jedoch eine hochpräzise Auslese relevanter Freiheitsgrade gelingt.



## Vom Bose-Kondensat zu Quantensimulationen

Die beschriebenen Experimente zeigen, dass das vorgeschlagene Szenario des nicht-thermischen Fixpunktes tatsächlich in einem physikalischen System unter experimentellen Umständen realisierbar ist. Dies weist den Weg, um zu testen, ob das Konzept der Universalität fernab des Gleichgewichts tatsächlich genauso mächtig ist, wie es sich im Gleichgewicht darstellt. Das kontrollierte Erreichen des universellen Regimes erlaubt es außerdem, die fundamentale Frage zu beantworten, welche grundlegenden Bausteine die Zugehörigkeit zu einer Universalitätsklasse für dynamische Systeme definieren. Die vorhandene hohe Kontrolle über Experimente mit ultrakalten Gasen ermöglicht es, gezielt Details des Systems so zu verändern, dass sich ein anderes oder gar kein universelles Verhalten mehr ergibt. Solche Untersuchungen helfen, die Mechanismen herauszufinden, die zu universeller Dynamik führen. Mit weiteren Systemen, die zum Beispiel zwei- oder dreidimensionale Kastenpotentiale nutzen [11, 14, 15], lassen sich in Zukunft Verbindungen zu anderen Phänomenen wie der Turbulenz oder der Annihilation topologischer Anregungen herstellen und untersuchen.

Die präsentierten Ergebnisse zeigen aber auch, dass die experimentellen Plattformen ultrakalter Bose-Gase ein neues Niveau der Kontrolle und der Detektion erreicht haben. Damit sind die Voraussetzungen geschaffen, diese experimentellen Systeme als analoge Quantensimulatoren einzusetzen, um fundamentale Fragen der Quantenfeldtheorie solide und ohne Näherung zu simulieren und damit ihre verschiedenen Näherungsmethoden direkt zu testen. Ein vielversprechender Ansatz ist hier die Extraktion der effektiven Theorie, die auch die Wechselwirkungen der relevanten Freiheitsgrade im universellen Regime beinhaltet [12, 13].

### Literatur

- [1] *J. Berges* et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 041603 (2008)
- [2] *H. Kleinert*, *Particles and quantum fields*, World Scientific, Singapur (2016)
- [3] *T. Schweigler* et al., *Nature* **545**, 323 (2017)
- [4] *K. G. Wilson*, *Scientific American* (1979), PDF: [bit.ly/3nGIVEN](https://bit.ly/3nGIVEN)
- [5] *P. C. Hohenberg* und *B. I. Halperin*, *Rev. Mod. Phys.* **49**, 435 (1977)

- [6] *I. Bloch* et al., *Nat. Phys.* **8**, 267 (2012)
- [7] *P. Kunkel* et al., *Phys. Rev. Lett.* **123**, 063603 (2019)
- [8] *M. Prüfer* et al., *Nature* **563**, 217 (2018)
- [9] *S. Erne* et al., *Nature* **563**, 225 (2018)
- [10] *D. M. Stamper-Kurn* und *M. Ueda*, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 1191 (2013)
- [11] *J. Glidden* et al., arXiv:2006.0118 (2020)
- [12] *M. Prüfer* et al., *Nat. Phys.* **16**, 1012 (2020)
- [13] *T. V. Zache* et al., *Phys. Rev. X* **10**, 011020 (2020)
- [14] *S. Johnstone* et al., *Science* **364**, 1267 (2019)
- [15] *G. Gauthier* et al., *Science* **364**, 1264 (2019)

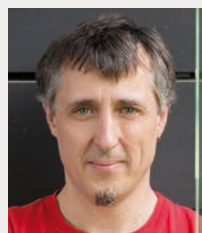
## Die Autoren



**Maximilian Prüfer** studierte Physik an der U Heidelberg und promovierte 2020 über experimentelle Tests quantenfeldtheoretischer Konzepte. Seitdem arbeitet er dort als Postdoc und beschäftigt sich mit der Thermalisierung von Spinsystemen.



**Helmut Strobel** promovierte 2016 an der U Heidelberg zur Verschränkung in Bose-Einstein-Kondensaten und Quantenmetrologie. Heute experimentiert er dort mit ultrakalten Bose-Gasen fern des Gleichgewichts in reduzierten Dimensionen und mit einstellbarer Wechselwirkung.



**Markus Oberthaler** (FV Quantenoptik und Photonik) studierte Physik in Innsbruck. Nach der Promotion ging er als Postdoktorand nach Oxford und als Emmy Noether-Nachwuchsgruppenleiter 2000 an die U Konstanz. Seit 2003 forscht er als Professor für Experimentalphysik an der U Heidelberg unter anderem zur Verschränkung und zu Tests von Quantenfeldtheorien in ultrakalten Quantengasen.

**Dr. Maximilian Prüfer, Dr. Helmut Strobel und Prof. Dr. Markus Oberthaler**, Universität Heidelberg, Kirchhoff-Institut für Physik, Im Neuenheimer Feld 227, 69120 Heidelberg