

Irrfahrten der Atome

Mit Hilfe ultrakalter Atome gelang es, die nicht-ergodische Diffusion genauer zu ergründen.

Die Brownschen Zitterbewegungen [1] – oder allgemeiner zufällige Irrfahrten [2] – gehören zu den fundamentalsten Phänomenen in der Physik. Ihre theoretische Beschreibung stellt daher eine der tragenden Säulen der modernen Wissenschaft dar. Die Anwendung von zufälligen Prozessen umfasst alle wissenschaftlichen Disziplinen, darunter Finanzmathematik und Marktanalyse, Molekularbiologie und Ökologie. Der Grund für diese Allgegenwart liegt in ihrer Universalität [1]. Mikroskopische Details eines Prozesses, welche die Ausbreitung von Wanderern regeln, z. B. der Mechanismus, der zufällige Wanderer antreibt, die Verteilung der Wandergeschwindigkeit oder die Distanz, die ein Wanderer abdeckt, bevor er die Richtung seiner Bewegung verändert, sind nicht erforderlich, um die Ausbreitung auf großen Zeitskalen zu charakterisieren. Solange sich der Prozess als Irrfahrt mit einem endlichen zweiten Moment des Fluges beschreiben lässt, folgt die räumliche Verteilung der Wanderer nach langer Zeit der universellen Gauß-Funktion. Zur Festlegung des Ausbreitungsprozesses benötigen wir somit de facto nur einen Parameter: den Diffusionskoeffizienten.

Der Weg zum asymptotischen Gauß-Verhalten hängt jedoch von den mikroskopischen Details einer im Allgemeinen nichtlinearen Dynamik des Systems ab. Es kann tatsächlich sehr lange dauern, bevor der Prozess in diesem

asymptotischen Bereich ankommt. Diese Zeitdauer kann zum Beispiel davon abhängen, welche Form die Verteilung der Flüge besitzt. In diesem Sinne ergibt sich eine nicht-ergodische Phase – der Weg zum Gaußschen Bereich hängt also von der Anfangsverteilung einer Wolke von Wanderern ab [3]. Die konventionelle Theorie der Brownschen Bewegung deckt diese Stufe im Leben der Wanderer nicht ab. Daher ist die Beschreibung der Stufe besonders anspruchsvoll. Die detaillierte Analyse dieses eventuell lang andauernden transienten, nicht-ergodischen Bereichs ermög-

licht einen vertieften Einblick in die mikroskopische Maschinerie, die der zufälligen Ausbreitung zugrundeliegt. Sie lässt sich somit als Werkzeug einsetzen, um komplexe Mechanismen von sich zufällig ausbreitenden Objekten zu erkunden.

In jüngsten Arbeiten schlossen sich Experimentalphysiker aus Kaiserslautern und Theoretiker aus Erlangen zusammen, um diesen Bereich einer transienten, nicht-ergodischen Diffusion näher zu ergründen [4]. Anstelle von klassischen Brownschen Partikeln arbeiteten die Forscher mit ultrakalten Cäsiumatomen, die sie in

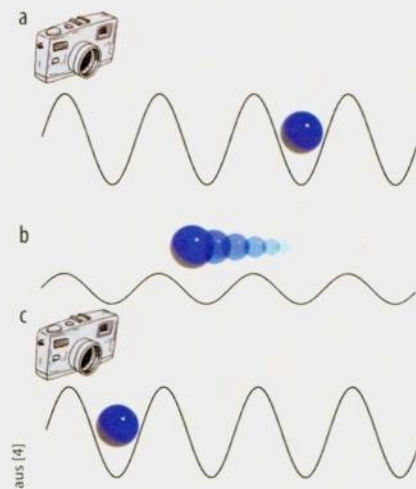
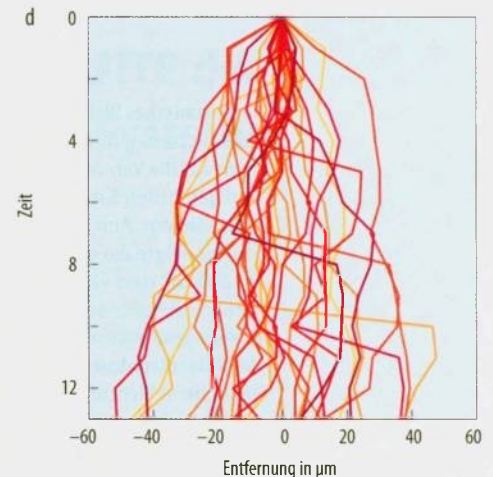
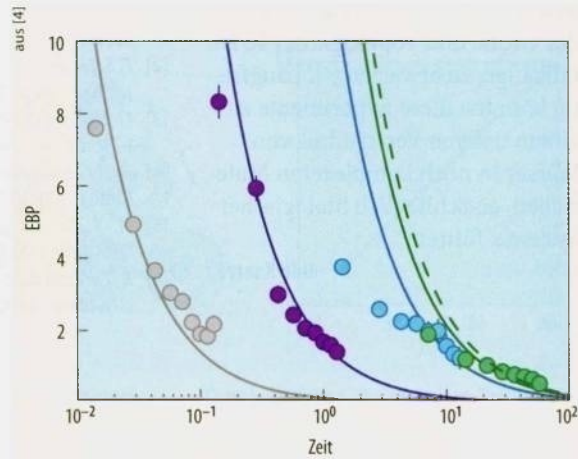


Abb. 1 Ein kaltes Cäsiumatom wird in einem tiefen periodischen, optischen Potential lokalisiert (a). Damit ist der quantenmechanische Tunneleffekt vollständig unterdrückt. Hochauflösende Fluoreszenz-Bildgebung dient dazu, die Position des Atoms aufzuzeichnen. Das Potential wird dann abgesenkt und das Atom zusätzlich mit nahezu resonantem Licht beleuchtet, um es schwach (kleine Dämpfung) an ein effektives „thermisches Wärmebad“ zu koppeln



(b). Nun kann das Atom mittels rauschinduzierter Sprünge die Potentialbarrieren überwinden. Nach einer festen „Flugzeit“ wird das Atom durch schnelles Erhöhen der Potentialtiefe wieder eingefroren (c). Dies ist ein einzelner Schritt der Zufallsbewegung. Die Verschiebung des Atoms wird aus zwei nachfolgenden Bildern berechnet. Typische experimentelle Trajektorien zeigen die Zufallsbewegung einzelner Atome nach vielen Schritten (d).

Abb. 2 Der sog. Ergodizitäts-Bruchparameter (EBP) gibt an, wie weit sich die Ausbreitung mit zunehmender dimensionsloser Zeit vom ergodischen Gauß-Zustand unterscheidet. Er fällt langsam ab, invers proportional zur Flugzeit $1/t$. Die Geschwindigkeit seiner Konvergenz gegen Null hängt jedoch von den gewählten Parametern des Experiments ab.



ein periodisches optisches Potential brachten, um eine klassische ein-dimensionale Zufallsbewegung in sehr guter Näherung nachzuahmen (Abb. 1).

Durch periodisches Absenken und Erhöhen der Tiefe des optischen Potentials gelang es, einen einzigen Schritt der Zufallsbewegung eines Cäsiumatoms anzuregen. Bei der Aufnahme eines Atoms werden bis zu einer Million Photonen am Atom gestreut. Dies löscht am Ende jedes Schritts die Erinnerung an den vorhergehenden Schritt der Wanderung aus. Damit ist garantiert, dass die Atome in guter Näherung einer gedächtnislosen Zufallsbewegung unterliegen [1, 2].

Oberflächlich betrachtet reproduziert dieses experimentelle Ver-

fahren eine kräftefreie (in Abwesenheit eines äußeren Potentials), normale und bei experimentell realisierter schwacher Dämpfung zudem extrem träge Brownsche Bewegung mit all ihren bekannten Merkmalen. Dazu zählen der lineare Anstieg der mittleren quadratischen Verschiebung (Sutherland-Einstein-Diffusion) und das übliche Resultat für die Zweipunkt-Korrelationsfunktion mit unabhängigen Positionszuwächsen [1, 2]. Somit schien der Prozess auf dieser Ebene nicht von einer normalen Zufallsbewegung unterscheidbar zu sein.

Die Situation wurde jedoch komplexer, als die Theoretiker die experimentellen Momente und Korrelationsfunktionen höherer Ordnung analytisch beschreiben

stimmten mit Laserspektroskopie das Verhältnis von Antiprotonen- und Elektronenmasse zu $1836,1526734(15)$. *M. Hori et al., Science 354, 610 (2016)*

Hochaufgelöster Prozess

Photoionisation tritt auf, wenn Licht ein Elektron eines Atoms so stark anregt, dass es das Atom verlässt. Albert Einstein erhielt für die Erklärung dieses Effekts den Nobelpreis, Münchner Physiker machten ihn an Heliumatomen sichtbar. Dazu regten sie die Atome mit einem ultrakurzen XUV-Lichtblitz an. Ein rund vier Femtosekunden langer IR-Laserpuls beschleunigte das emittierte Elektron oder bremste es ab. Mit Zeptosekunden-Genauigkeit ließ sich beobachten, wie sich die Anregungsenergie auf die Elektronen im Heliumatom verteilte.

M. Ossiander et al., Nat. Phys. (2016), doi: 10.1038/nphys3941

konnten. Dies gelang mit Hilfe einer zeitkontinuierlichen Zufallsbewegung für die zugrundeliegende Brownsche Bewegung, die in Gegenwart des periodischen Potentials nichtlinear und schwach gedämpft war. Die Analyse deckte Merkmale des nicht-ergodischen Verhaltens auf, die auch auf langen Zeitskalen andauern (beispielsweise die Flugzeit eines Atoms, Abb. 2). Die beobachtete Nicht-Ergodizität verschwindet allmählich im Laufe großer Zeiten, nähert sich dem asymptotischen Langzeitverhalten einer normalen Gaußschen Diffusion an und wird damit ergodisch. Wie die Annäherung an das ergodische Endstadium abläuft, hängt stark von den experimentellen Parametern ab [4].

Ultrakalte Atom-Optik als Prüfstein für die klassische statistische Physik des Nichtgleichgewichts ist eine relativ neue Idee [5]. Die vorliegende Arbeit ist ein wichtiger Schritt in diese Richtung [4]. Weitere werden hoffentlich bald folgen. So ließe sich beispielsweise die Zufallsbewegung eines einzelnen Teilchens so umsetzen, dass die Flugzeit selbst eine Zufallsvariable ist, die durch eine Potenzgesetzverteilung bestimmt wird. Würde solch ein Sachverhalt vielleicht zu Superdiffusion auf langen Zeitskalen führen, wie es von gewissen anderen klassischen Systemklassen bekannt ist [6]? Kann es nicht-ergodische Merkmale des Prozesses verstärken [7]? Aktuell würden Forscher gerne Antworten auf diese Fragen wissen [6, 7].

Peter Hänggi und Sergey Denisov

Stürmisches Weltraumwetter

Ständig treffen hochenergetische Teilchen auf die Van-Allen-Gürtel der Erde und gefährden Satelliten, die z. B. GPS-Daten liefern. Anhand eines heftigen Sturms zeigte ein internationales Forscherteam, dass elektromagnetische Wellen die Teilchen aus dem Gürtel lenken: relativistische Elektronen in den interplanetaren Raum, hochrelativistische in Richtung Erde. Damit wird das Weltraumwetter vorhersagbar. *Y. Y. Shprits et al., Nat. Commun. 7, 12883 (2016)*

Eiskalte Messung

Im Standardmodell sind die Masse von Teilchen und Antiteilchen exakt gleich. Das ASACUSA-Team zeigte am CERN, dass dies für Protonen und Antiprotonen mit $8 \cdot 10^{-10}$ Genauigkeit gilt. Dazu kühlten sie $2 \cdot 10^9$ antiprotonische Heliumatome auf 1,5 K ab und be-

- [1] P. Hänggi und F. Marchesoni, *Chaos* **15**, 026101 (2005)
- [2] G. Weiss, *Aspects and Applications of the Random Walk*, North-Holland, 1994
- [3] P. Hänggi und H. Thomas, *Phys. Rep.* **88**, 207 (1982)
- [4] F. Kindermann et al., *Nat. Phys.*, DOI 10.1038/NPHYS3911 (2016)
- [5] E. Lutz und F. Renzoni, *Nat. Phys.* **9**, 615 (2013)
- [6] V. Zaburdaev, S. Denisov und J. Klafter, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 483 (2015)
- [7] S. Burov et al., *Phys. Chem. Chem. Phys.* **13**, 1800 (2011)