GUSTAV-HERTZ-PREIS

Symmetriebruch fern des Gleichgewichts

Der Kibble-Zurek-Mechanismus führt in kolloidalen Monolagen zu lokaler, spontaner Symmetriebrechung.

Peter Keim

Der Kibble-Zurek-Mechanismus beschreibt für kontinuierliche Phasenübergänge das Auftreten von topologischen Defekten bei endlichen Kühlraten. Er ist auf völlig unterschiedlichen Längenskalen relevant und wurde für die spontane Symmetriebrechung des Higgs-Feldes in kosmologischen Modellen entwickelt. Genauso wichtig ist er aber in kondensierter Materie, z. B. Quantenflüssigkeiten. Mit einem kolloidalen System lässt sich der Kibble-Zurek-Mechanismus auf „atomaren" Skalen visualisieren und untersuchen.

NASA and the Hubble Heritage Team (STScI/AURA)

Das Higgs-Potential hat die Form eines Sombreros und ist in kosmologischen Modellen ebenso wichtig wie in der kondensierten Materie. Die Sombrero-Galaxie im Sternbild Jungfrau illustriert diese Form auf attraktive Weise.

Fast alle Phasenübergänge sind mit einem Symmetriebruch verbunden, sei es, dass durch ein Magnetfeld eine Richtung ausgezeichnet ist oder dass die kontinuierlichen Translations- und Rotationssymmetrien einer Flüssigkeit zu diskreten Translations- und Rotationssymmetrien im Kristall gebrochen werden. Symmetrie bedeutet mathematisch die Invarianz unter einer Transformation, sie beschreibt die Menge der Abbildungen, die ein Objekt in sich selber zurückführen. In diesem Sinne hat eine Flüssigkeit im zeitlichen Mittel eine viel höhere Symmetrie als ein Kristall: Sie sieht in allen Richtungen bzw. an allen Orten gleich aus, während das für den Kristall nur entlang weniger diskreter Richtungen und an wenigen diskreten Orten gilt. Die Hochtemperaturphase besitzt eine hohe Symmetrie und wenig Ordnung, thermische Fluktuationen dominieren aufgrund der statistisch verteilten kinetischen Energie der Atome. In der Tieftemperaturphase ist eine (manchmal abstrakte) Symmetrie gebrochen, und thermische Fluktuationen zerstören die Ordnung nicht. Das Mysterium von Phasenübergängen ist, wie sich diese Ordnung aus den Wechselwirkungen der Atome untereinander von selbst generiert, ohne dass sich die Kräfte zwischen den Atomen in der Hoch- und Niedrigtemperaturphase unterscheiden.

Um die Phasenübergänge zu beschreiben, wird aus den Symmetrien ein Ordnungsparameter konstruiert: Dieser verschwindet in der Hochtemperaturphase (oder ist zumindest sehr klein) und nimmt einen endlichen Wert unterhalb der Übergangstemperatur an. Beispiele sind die Stärke der Magnetisierung beim Ferromagneten oder die Richtung der Kristallachsen beim Kristallisieren. Eine Ausnahme ist der Übergang zwischen flüssig und gasförmig, bei dem die langreichweitige Symmetrie erhalten bleibt und sich nur die Nahordnungen unterscheiden. Als Ordnungsparameter eignet sich hier der Dichteunterschied zwischen Gas und Flüssigkeit.

Phänomenologische Ginzburg-Landau-Theorien für kontinuierliche Phasenübergänge (in Ehrenfest-Notation Phasenübergänge 2. Ordnung genannt) beschreiben die freie Energie $F(\phi)$ des Systems als Funktion des jeweiligen für das System passenden Ordnungsparameters ϕ (**Abb. 1**). Da der Ordnungsparameter in der Nähe des Phasenübergangs klein ist, bietet es sich an, die freie Energie in einer Taylor-Reihe zu entwickeln, ohne ungerade Potenzen zu berücksichtigen $F(\phi) \simeq A(T)\,\langle\phi\rangle^2 + B(T)\,\langle\phi\rangle^4$. Die Koeffizienten $A(T)$ und $B(T)$ sind als Funktionen der Temperatur so gewählt, dass das Vorzeichen von $A(T)$ beim Abkühlen über den Phasenübergang von positiv zu negativ wechselt. Spontane Symmetriebrechung bedeutet

KOMPAKT

- Ordnungsparameter beschreiben die unterschiedlichen Symmetrien bei Phasenübergängen.
- Bei spontaner Symmetriebrechung hat der Ordnungsparameter für $T < T_c$ verschiedene, energetisch gleichberechtigte Werte. Welcher Wert angenommen wird, entscheidet der Zufall.
- Der Kibble-Zurek-Mechanismus beschreibt für kontinuierliche Phasenübergänge, wie das System bei endlichen Kühlraten „aus dem Gleichgewicht fällt".
- Die Symmetrie wird nur lokal gebrochen: Es entstehen Defekte oder Domänen, deren Ausdehnung von der Kühlrate abhängt.

Priv.-Doz. Dr. Peter Keim, Physik der weichen Materie, Universitätsstr. 10, 78457 Konstanz – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung des Gustav-Hertz-Preises 2016 auf der Jahrestagung der DPG in Regensburg

 1617-9439/16/0909-59

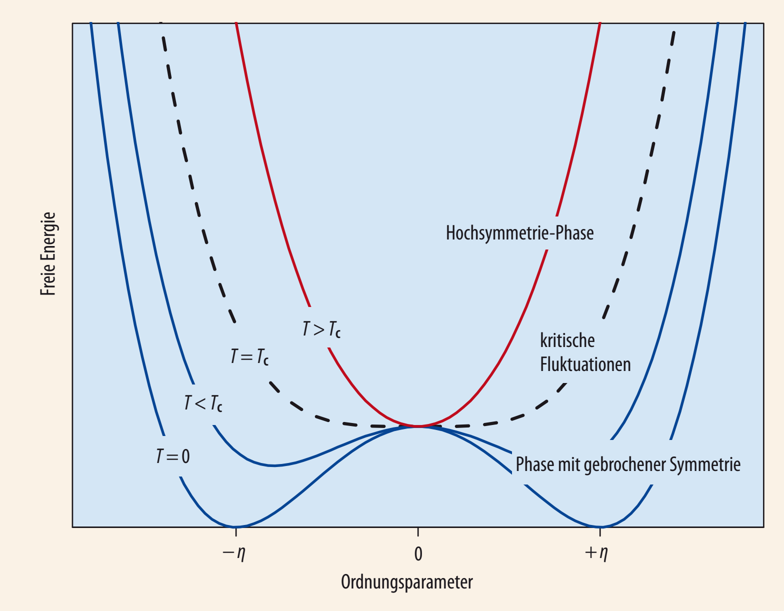

Abb. 1 Ginzburg-Landau-Theorien beschreiben Phasenübergänge phänomenologisch: Die freie Energie entwickelt sich als Funktion des Ordnungsparameters als Polynom bis zur vierten Ordnung. Das System nimmt den entsprechenden Wert des Ordnungsparameters an, um die freie Energie zu minimieren.

mathematisch ausgedrückt, dass die Observablen, d. h. die messbaren Größen des Systems, eine niedrigere Symmetrie aufweisen als die zugrundeliegenden Bewegungsgleichungen bzw. die Hamilton-Funktion. Anschaulich bedeutet dies, dass der Ordnungsparameter in der Tieftemperaturphase jenen von Null verschiedenen Wert der Parabel annimmt, in dem die freie Energie minimal ist, also einen der beiden Werte $\langle\phi\rangle = \pm\eta$. Dabei entscheidet alleine der Zufall, welcher Wert angenommen wird.

Ein Beispiel für einen einkomponentigen Ordnungsparameter ist das Ising-Modell, bei dem die Magnetisierung parallel oder antiparallel zur z-Achse sein kann. Haben wir einen zweikomponentigen reellen Ordnungsparameter (z. B. die Richtung einer Kristallachse in 2D) oder einen komplexen Ordnungsparameter aus einer quantenmechanischen Wellenfunktion mit Betrag und Phase (z. B. beim Higgs-Feld, bei suprafluidem Helium oder Bose-Einstein-Kondensaten), wird die Parabel zu einem Paraboloid – wegen seiner Form oft „Sombrero" genannt. Die Minima des Paraboloids liegen auf einem Kreis (**Abb. 1**). Dort sind alle Zustände des Systems entartet, d. h. energetisch äquivalent, und der Ordnungsparameter kann alle Werte auf dem Kreis annehmen. Die Auswahl trifft wiederum der Zufall.

1) Einzelheiten beschreibt Karl Jakobs im Preisträgerartikel zur Stern-Gerlach-Medaille (Physik Journal, August/September 2015, S. 35).

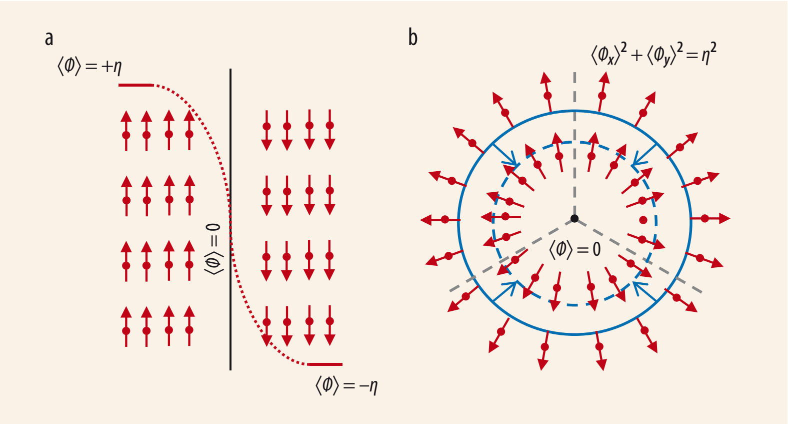

Abb. 2 Gibt es in einem zweidimensionalen System nur einen Ordnungsparameter ($N = 1$), und nehmen die Zustände nur zwei Werte $\pm\eta$ an, trennt eine Korngrenze die Bereiche (schwarz, a). Ist dagegen der Ordnungsparameter zweikomponentig ($N = 2$), und die Zustände nehmen beliebige Werte an, kennzeichnet $\eta^2 = \eta_x^2 + \eta_y^2 =$ konst. den symmetriegebrochenen Zustand (b). Ein topologischer Defekt liegt vor, wenn sich ein geschlossener Pfad (blau) nicht zu einem Punkt zusammenziehen lässt, ohne dass der Ordnungsparameter den Wert Null annehmen muss. Im Beispiel handelt es sich um einen Monopol.

Kibbles Argumente

Spontane Symmetriebrechung eignet sich hervorragend, um freie Parameter im Standardmodell der Elementarteilchen festzulegen. Einige Berühmtheit hat sie in jüngerer Zeit erlangt, um den Eichbosonen W^+, W^- und Z^0 der schwachen Wechselwirkung und den Fermionen eine Masse zu geben: die Symmetriebrechung und Eichung des Higgs-Feldes und die experimentelle Bestätigung des Higgs-Bosons.[1] Dieser Higgs-Mechanismus wurde auch in vielen anderen Bereichen der Hochenergiephysik diskutiert, in denen ein globaler Symmetriebruch stattfinden soll. Zumindest kann sich die lokale Information über die Festlegung auf einen speziellen, aber zufälligen Wert des Ordnungsparameters an einem gegebenen Ort nur mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten. Tom Kibble hat als Erster darauf hingewiesen dass diese Sichtweise zu Problemen führen kann [1]: Wenn wir von einem Higgs-Feld in der Hochtemperaturphase als dem ersten Feld ausgehen, das nach dem Urknall existierte und aus dem nach mehreren Phasenübergängen später die elementaren Wechselwirkungen „auskondensierten", dann sollte während der Expansion und der damit einhergehenden Abkühlung des Universums irgendwann ein Phasenübergang in den symmetriegebrochenen Zustand stattfinden. Welchen Wert der Ordnungsparameter, in diesem Fall die Phase des Higgs-Feldes, zwischen 0 und 2π im Minimum des Sombreros annimmt, ist wieder lokal dem Zufall überlassen. Nun wird es aber aufgrund der Expansion nach dem Urknall Orte im Universum geben, die zum Zeitpunkt des Phasenübergangs so weit voneinander entfernt sind, dass sie nicht einmal mit Lichtgeschwindigkeit darüber kommunizieren können, welchen Wert die Phase lokal angenommen hat.

Als Anschauung mag eine Ameise auf einem Luftballon herhalten, der gerade aufgeblasen wird. Die Ameise will als Bote die Nachricht über die Phase am Punkt 1 überbringen. Doch obwohl sie ohne Pause mit konstanter Geschwindigkeit läuft, kann sie Punkt 2 nicht erreichen, da die Punkte sich aufgrund der aufblähenden Oberfläche schneller voneinander entfernen, als sie laufen kann. Demnach können Regionen im frühen Universum, die kausal nicht im Zusammenhang stehen, also nicht mit Lichtgeschwindigkeit kommunizieren konnten, nicht notwendig die gleiche Phase des Higgs-Feldes haben. Die Folge ist, dass die Phase lokal unterschiedliche Werte annimmr; es müssen sich Domänen ausbilden, die durch Defekte im Higgs-Feld, insbesondere durch Korngrenzen, voneinander separiert sind. An den Defekten muss entsprechend der Ordnungsparameter verschwinden (**Abb. 2**). Die Defekte bilden Residuen des Hochsymmetrie-Higgs-Feldes im symmetriegebrochenen Zustand..

Je nach Dimensionalität des Systems und des Ordnungsparameters können verschiedene Defekte auftreten: [2] Monopole, Strings, Korngrenzen oder Texturen. Wenn Defekte existieren, kann sich das Universum aber nicht adiabatisch verhalten haben, d. h. nicht überall im thermischen Gleichgewicht gestanden haben. Weil bislang keine solchen Defekte entdeckt wurden, geht man heute von einem inflationär expandierenden Universum aus: In den ersten 10^{-30} Sekunden – diese Zeitangabe hängt stark vom Modell ab – hat sich das Universum exponentiell schnell ausgedehnt. Alle Defekte sind dabei so stark verdünnt worden, dass sie jenseits unseres Ereignishorizonts liegen. Die Inflation ist inzwischen gut bestätigt: Die räumlichen Schwankungen der Intensität der kosmischen Hintergrundstrahlung sind mit adiabatischen Quantenfluktuationen vereinbar. Der heute sichtbare Teil des Universums ist adiabatisch und muss aus einer extrem kleinen Raumregion zu Zeiten der Inflation stammen.[3]

Zureks Argumente

Auch wenn das Higgs-Feld keine Defekte besitzt, finden spontane Symmetriebrechung und Domänenbildung bei moderaten Temperaturen statt. Nachdem die Elementarteilchenphysik viele Ideen aus der Theorie der Phasenübergänge übernommen hat, drehte Wojciech Zurek den Spieß wieder um und übertrug die Entstehung von Defekten im Higgs-Feld auf den Phasenübergang von flüssigem zu suprafluidem Helium bei 2,7 K [2]. Die Analogie ist dabei, dass der Ordnungsparameter zweikomponentig bzw. komplex ist. Für suprafluides Helium ist es die makroskopische quantenmechanische Wellenfunktion mit globaler komplexer Phase.

Jeder kontinuierliche Phasenübergang ist gekennzeichnet durch kritisches Verhalten. In der Nähe des Phasenübergangs können beide Phasen räumlich und zeitlich stark fluktuierend nebeneinander auftreten. Das ist phänomenologisch schon aus der kritischen Parabel $T = T_c$ klar (**Abb. 1**). Dort verschwinden Steigung und Krümmung am Ursprung. Das erlaubt starke Fluktuationen des Ordnungsparameters bei kleinen thermischen Schwankungen $\Delta F \approx k_B T$ der freien Energie. Physikalisch argumentiert verschwindet bei kontinuierlichen Phasenübergängen die Energiedifferenz zwischen beiden Phasen, im Unterschied zu diskontinuierlichen Übergängen, bei denen latente Wärme auftritt. Für kleine thermische Fluktuationen ist es dem System „egal“, in welcher Phase es sich befindet. Exakt an der Übergangstemperatur treten beide Phasen im gleichen Verhältnis auf, und die räumliche Struktur ist fraktal, d. h. auf allen Längenskalen selbstähnlich. Räumliche Korrelationslängen, aber auch zeitliche Autokorrelationen divergieren. Etwas ober- oder unterhalb der Übergangstemperatur dominiert eine der beiden Phasen. Die Längen und Zeitskalen der Fluktuationen sind durch die Energiedifferenz beider Phasen relativ zu thermischen Fluktuationen gegeben.

Fokussieren wir uns jetzt auf die Zeitskalen: Für jede endliche, nichtverschwindende Abkühlrate wird die Zeit bis zum Erreichen des Übergangs irgendwann kürzer als die Zeitskala der kritischen Fluktuationen. Ab diesem Zeitpunkt sind die Fluktuationen zu langsam, um der Kühlrate zu folgen: Das System fällt aus dem Gleichgewicht. Es ist nicht mehr ergodisch, die Fluktuationen sind nicht mehr adiabatisch (**Abb. 3**). Für sehr langsame Kühlraten können die Fluktuationen lange folgen: Wir erwarten große Korrelationszeiten und Längen. Für schnelle Kühlraten sollten die Korrelationszeiten und Längen dagegen kurz sein. Nehmen wir zum Zeitpunkt, wenn das System aus dem Gleichgewicht fällt, einen Fingerabdruck der kritischen Fluktuationen, der das spätere Verhalten bestimmt, können wir Konzepte der Gleichgewichts-Thermodynamik zu einem wohldefinierten Zeitpunkt auf Nichtgleichgewichts-Thermodynamik anwenden. Allerdings sind im Nichtgleichgewichtsbereich nur die langwelligsten Fluktuationen ausgefroren, auf kurzen Skalen ist durchaus eine weitere Dynamik und Evolution des Systems erlaubt. Ähnlich der relativistischen Betrachtung des Higgs-Kibble-Mechanismus folgt, dass das Limit

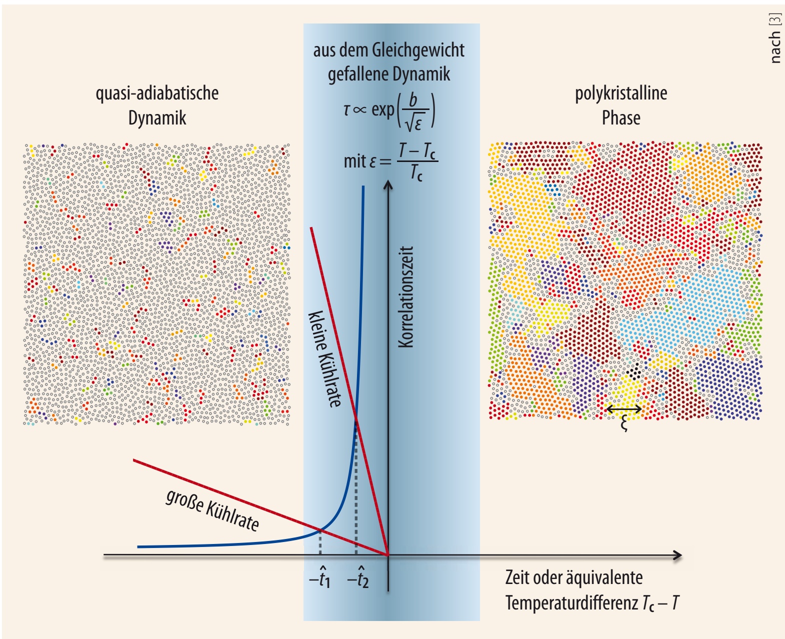

Abb. 3 Die Korrelationszeiten divergieren als Funktion der Temperatur, die bei konstanter Kühlrate äquivalent zur Zeit ist (blau). Bei gegebener Kühlrate (rot) wird der Phasenübergang zu verschiedenen Zeiten erreicht: Die Korrelationszeit ist am Schnittpunkt der Kurven länger als die Zeit bis zum Symmetriebruch. Die Fluktuationen des Systems können der Kühlrate nicht mehr adiabatisch folgen. Eine Monolage für große Kühlraten an der Ausfallzeit (links) unterscheidet sich von jenen mit langsamen Kühlraten. Das beeinflusst die Polykristallinität in der Spätphase, wie rechts nach Kühlung mit mittleren Raten gezeigt ist.

2) Bei Texturen verschwindet der Ordnungsparameter strenggenommen nicht, sondern weicht in eine zusätzlich verfügbare Dimension aus.

3) Für seine Arbeiten zum Universum als auskondensierte Quantenfluktuation erhielt Viatcheslav Mukhanov die Max-Planck-Medaille (Physik Journal, August/September 2015, S. 41)

für die Signalgeschwindigkeit in kondensierter Materie nicht durch die Lichtgeschwindigkeit, sondern durch die Schallgeschwindigkeit gegeben ist.

Kolloidale Monolagen als Modellsystem

In atomaren Systemen und Quantenflüssigkeiten sind die Defekte schlecht sichtbar und lassen sich nur indirekt nachweisen. Kolloidale Suspensionen sind mesoskopische, feste Partikel, die in einem Lösungsmittel dispergiert sind. Das wohl berühmteste Beispiel, in dem Robert Brown 1827 eine Zitterbewegung entdeckte, sind Blütenpollen in Wasser. Im Folgenden sind Kolloide möglichst einheitlicher Größe als unteilbare, d. h. auf der gegebenen Energieskala „atomare" Bausteine zu betrachten.[4] Sie sind ein Teilgebiet der weichen Materie. Der Name stammt daher, dass die Kräfte zwischen den Partikeln jenen in atomaren Systemen vergleichbar, ihre Größe und Abstände aber 10^3- bis 10^6-mal größer sind. Für die Energiedichten und die daraus folgenden elastischen Eigenschaften ergeben sich Werte, die um neun bis 18 Größenordnungen kleiner sind. Selbst bei moderaten Temperaturen besitzt weiche Materie ein reiches Anregungsspektrum.

Kolloidale Monolagen entstehen aus großen Kolloiden, die aufgrund ihrer Schwerkraft sedimentieren. Ist der Boden hinreichend flach, bilden sie ein zweidimensionales System, da die Teilchen sich nur in der Ebene frei bewegen können. Weil ihre Beweglichkeit zwar begrenzt ist, die Kolloide aber Kugeln sind, werden die Monolagen oft quasi-zweidimensional genannt. Die Physik von niedrigdimensionalen Systemen ist erstaunlich reichhaltig. Zusammen mit N. D. Mermin hat Herbert Wagner vor etwa 50 Jahren im Mermin-Wagner-Theorem gezeigt, dass perfekte Periodizität in einer und zwei Dimensionen nicht möglich ist.[5] Dennoch können zweidimensionale Systeme Phasenübergänge besitzen. Anders als in dreidimensionalen Systemen existieren sogar Theorien, die analytische Lösungen haben und Übergangstemperaturen exakt vorhersagen, wie z. B. für strukturelle Phasenübergänge die KTHNY-Theorie, benannt nach ihren Konstrukteuren Kosterlitz, Thouless, Halperin, Nelson und Young. Diese sagt zwischen kristalliner und isotrop flüssiger Phase eine hexatische Phase vorher, welche in drei Dimensionen unbekannt ist. Ähnlich einem Flüssigkristall ist die hexatische Phase eine Flüssigkeit mit kontinuierlicher Translationssymmetrie, aber mit sechszähligem Direktorfeld, also einer diskreten Orientierungssymmetrie. Diesen zweidimensionalen Schmelzprozess konnten wir bis ins Detail mit Kolloidmonolagen bestätigen.[6]

Unsere Kolloide sind Plastikkügelchen mit fünf Mikrometern Durchmesser, sodass sie leicht mit einem Video-Mikroskop zu beobachten sind. Sie sind aber klein genug, um in der Ebene Brownsche Bewegung zu zeigen. Zusätzlich sind die Kolloide mit Eisenoxid-Nanopartikeln dotiert, weshalb eine äußere magnetische Feldstärke sie magnetisieren kann. Ist das äußere Feld H senkrecht zur Monolage, führt dies zu einer abstoßenden Dipolkraft. Daher variieren wir anstelle der Temperatur die Abstoßungskräfte, die der Brownschen Bewegung entgegenwirken. Dieses Verhältnis aus magnetischer Wechselwirkung und thermischer Energie $k_B T$ wird mit dem dimensionslosen Wechselwirkungsparameter $\Gamma \propto H^2/k_B T$ beschrieben, der sich als inverse Temperatur interpretieren lässt und das Phasenverhalten bestimmt. Da Teilchenzahl und Volumen in der Probe konstant sind, kann Γ auch als dimensionsloser Druck gelten. Hohe Γ entsprechen tiefen Temperaturen oder hohen Drücken: Das System kristallisiert zu einem hexagonalen Kristall, in dem jedes Teilchen

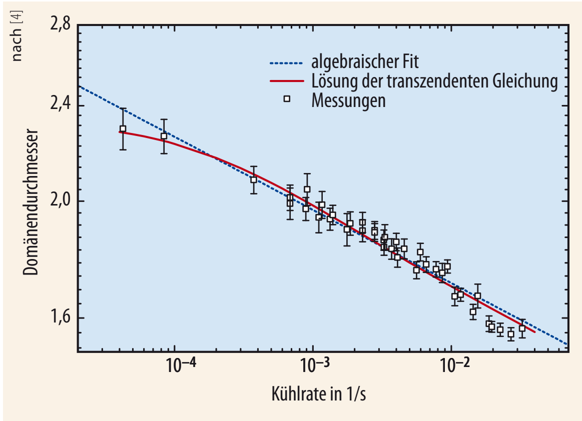

Abb. 5 Die zentrale Aussage des Kibble-Zurek-Mechanismus lässt sich anhand des Durchmessers der Domänen zur Ausfallzeit überprüfen. Klassische dreidimensionale Systeme zeigen im Gleichgewicht algebraische Divergenzen (blau), der beobachtete zweidimensionale Phasenübergang dagegen eine exponentielle Divergenz. Insbesondere bei kleinen Kühlraten beschreibt eine transzendente Gleichung der Form $x \propto e^x$ (rot) die Messwerte besser.

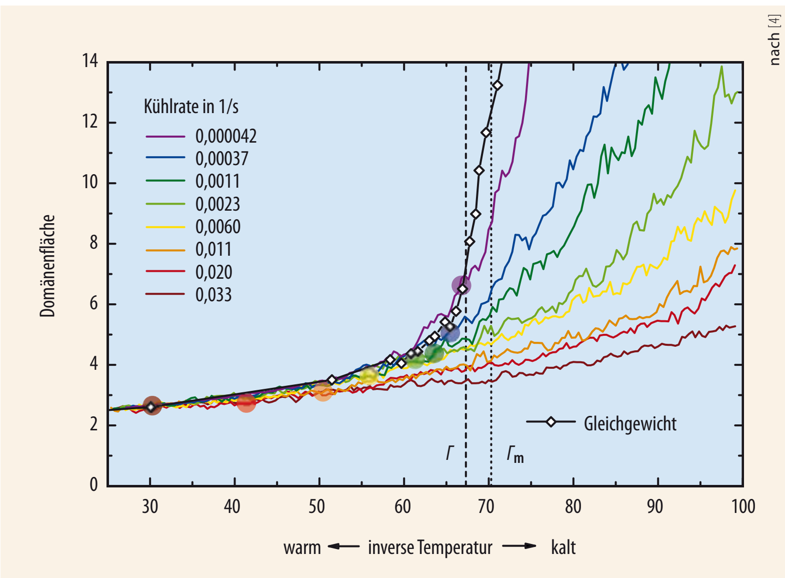

Abb. 4 Die mittlere Fläche der Domänen variiert als Funktion der (inversen) Temperatur für verschiedene Abkühlraten. Ab den ausgefüllten Kreisen ist das System für die jeweilige Kühlrate nicht mehr im Gleichgewicht – die Gleichgewichtsmessung ist zum Vergleich gezeigt (schwarz). Bei kleinen Kühlraten folgt das System lange und adiabatisch den Gleichgewichtswerten, bei großen Kühlraten fällt es bei kleinen Wechselwirkungsstärken Γ aus dem Gleichgewicht.

4) Clemens Bechinger wies in seinem Artikel zum Walter-Schottky-Preis darauf hin, dass sich kolloidale Suspensionen ideal eignen, um fundamentale Fragen der statistischen Physik zu adressieren (Physikalische Blätter, Juli/August 2000, S. 75).

5) Siehe auch seinen Preisträgerartikel in diesem Heft.

6) Georg Maret beschrieb den Prozess in seinem Preisträgerartikel (Physik Journal, August/September 2011, S. 35).

sechs nächste Nachbarn hat. Das ist die dichteste Kugelpackung in zwei Dimensionen. Bei niedrigen Γ dominiert die thermische Bewegung, und das System bildet eine isotrope Flüssigkeit.

Der große Vorteil, den Kibble-Zurek-Mechanismus mit magnetisierbaren kolloidalen Monolagen zu untersuchen, besteht darin, die (inverse) Systemtemperatur über ein äußeres Feld schnell variieren zu können. Die Monolage muss dabei nicht über einen Wärmefluss durch eine Oberfläche abgekühlt werden, sodass keine Temperaturgradienten beim Kühlen entstehen. Mit einfacher Video-Mikroskopie können wir Kolloide und Defekte auf „atomarer" Skala beobachten und mit ein wenig digitaler Bildverarbeitung die Positionen in kurzen Zeitabständen messen: Wir haben die gesamte Phasenraumtrajektorie auf allen relevanten Zeitskalen experimentell zugänglich gemacht. Weil die Kolloide so groß sind, sind alle Zeitskalen im Vergleich zu atomaren Festkörpersystemen so langsam, dass wir die Korrelationszeiten der kritischen Fluktuationen bis in den Bereich mehrerer Stunden vermessen konnten.

Außerdem haben wir die Größe der Domänen als Funktion der Temperatur für viele verschiedene Kühlraten bestimmt [4]. Die Monopole im Richtungsfeld der Kristallachsen sind nichts anderes als die aus der KTHNY-Theorie des Gleichgewichtsschmelzens bekannten Disklinationen, also jene Teilchen, die fünf oder sieben nächste Nachbarn anstatt sechs besitzen. Lineare Ketten solcher Disklinationen bilden die Korngrenzen zwischen den Domänen. Der Kibble-Zurek-Mechanismus sagt voraus, dass die mittlere Domänengröße für langsame Kühlraten den Gleichgewichtsmessungen bis nahe an den Phasenübergang folgt (**Abb. 4**). Erst wenn das System aus dem Gleichgewicht fällt, sollten Abweichungen auftreten. Für schnelle Kühlraten tritt dies früher ein, und die Domänen sind zu diesem Zeitpunkt kleiner.[7] Die im Englischen etwas verfälschend „freeze-out time" genannte Zeit sollte besser „Aus-dem-Gleichgewicht-fall-Zeit" oder kurz „Ausfallzeit" heißen. Sie ergibt sich aus dem Schnittpunkt von Kühlrate und Korrelationszeit (**Abb. 3**). Die Länge ξ entspricht dem Durchmesser der Domänen, gemessen bei Variation der Kühlraten über fast drei Größenordnungen. Die Messwerte folgen dem Fit zur Lösung einer transzendenten Gleichung, wie sie der Kibble-Zurek-Mechanismus vorhersagt, wenn wir ihn auf kontinuierliche zweidimensionale Phasenübergänge anwenden (**Abb. 5**).

Dies bestätigt den Kibble-Zurek-Mechanismus, der ursprünglich für die Symmetriebrechung im sehr frühen Universum formuliert wurde, auch für die KTHNY-Universalitätsklasse. Abschließend sei bemerkt, dass Korngrenzen, die oft als eineindeutiges Indiz für Nukleation, d. h. diskontinuierliche Phasenübergänge (1. Ordnung) gewertet wurden, auf diese Art auch ganz natürlich bei kontinuierlichen Phasenübergängen (2. Ordnung) entstehen können. Sie eignen sich also nicht als Unterscheidungskriterium zwischen Nukleation und kritischem Verhalten. Jedes reale System fällt beim Überqueren eines kontinuierlichen Phasenüberganges aus dem Gleichgewicht. Die Frage ist nur, ob die Korrelationslänge irgendwann die Systemgröße übertrifft.

7) Die symmetriegebrochenen Domänen sind konzeptionell von den kritischen Keimen bei klassischer Nukleation zu unterscheiden.

*

Bedanken möchte ich mich bei meinen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern der letzten Jahre, besonders bei Sven Deutschländer und Patrick Dillmann, die ganz wesentlich zu dieser Arbeit beigetragen haben. Herzlicher Dank gilt Georg Maret, in dessen Gruppe ich promovieren und habilitieren durfte: Er ist ein stimulierender Gesprächspartner, hat mir stets den Rücken frei gehalten und für meine Forschung alle Freiheiten gelassen.

Literatur

[1] *T. W. B. Kibble*, J. Phys. A: Math Gen **9**, 1387 (1976)
[2] *H. Zurek*, *Nature* **317**, 505 (1985)
[3] *A. del Campo*, PNAS **112**, 6780 (2015)
[4] *S. Deutschländer, P. Dillmann, G. Maret* und *P. Keim*, PNAS **112**, 6925 (2015)

DER AUTOR

Peter Keim studierte Physik an den Universitäten Frankfurt am Main und Konstanz. Nach seiner Promotion in Konstanz ging er mit einem Postdoc-Stipendium für zwei Jahre nach Graz. Anschließend kehrte er an den Bodensee zurück, um am Lehrstuhl für experimentelle Physik weicher Materie bei Georg Maret eine Nachwuchsgruppe zu leiten. 2015 wurde er in Konstanz habilitiert.

Rohrer / DPG