Spontane Symmetriebrechung fern des thermodynamischen Gleichgewichtes:

Kibble-Zurek Mechanismus in kolloidalen Monolagen

Peter Keim

5. September 2016

Zusammenfassung

Der Kibble-Zurek-Mechanismus beschreibt das Auftreten von topologischen Defekten bei kontinuierlichen Phasenübergängen unter endlicher Kühlrate. Er ist auf völlig unterschiedlichen Längenskalen relevant, und wurde entwickelt für die spontane Symmetriebrechung des Higgs-Feldes in kosmologischen Modellen. Genauso wichtig ist er in kondensierter Materie wie z.B. Quantenflüssigkeiten. Mit einem kolloidalen System konnten wir den Kibble-Zurek Mechanismus auf „atomaren“ Skalen visualisieren und seine Natur vor dem Hintergrund einer gut etablierten Theorie der Phasenübergänge in zwei Dimensionen (2D) untersuchen.

1.1 Symmetriebrechung

Fast alle Phasenübergänge sind mit einem Symmetriebruch verbunden, sei es, dass durch ein Magnetfeld eine Richtung ausgezeichnet ist oder dass die kontinuierliche Translations- und Rotationssymmetrie einer Flüssigkeit zu diskreten Translations- und Rotationssymmetrien im Kristall gebrochen wird. Unter Symmetrie versteht man mathematisch die Invarianz unter einer Transformation, d.h. man zählt die Abbildungen, die ein Objekt in sich selber zurückführen. Derart hat eine Flüssigkeit (im zeitlichen Mittel) eine viel höhere Symmetrie als ein Kristall: Die Flüssigkeit sieht in allen Richtungen bzw. an allen Orten gleich aus, während der Kristall nur entlang weniger diskreter Richtungen und an wenigen diskreten Orten gleich aussieht. Die Hochtemperaturphase hat eine hohe Symmetrie und wenig Ordnung, thermische Fluktuationen aufgrund der statistisch verteilten kinetische Energie der Atome dominieren. In der Tieftemperaturphase ist eine (manchmal abstrakte) Symmetrie gebrochen und thermische Fluktuationen reichen nicht aus, die Ordnung zu zerstören. Das Mysterium von Phasenübergängen ist, wie sich diese Ordnung aus den Wechselwirkungen der Atome oder magnetischen Momente untereinander von selbst generiert, unterscheiden sich doch die Kräfte zwischen den Atomen in der Hochtemperatur- und Niedrigtemperaturphase überhaupt nicht.

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, z.B. die Stärke der Magnetisierung beim Ferromagneten oder die Richtung der Kristallachsen beim kristallisieren. Eine Ausnahme ist der Übergang zwischen flüssig und gasförmig. Hier wird keine langreichweitige Symmetrie gebrochen, nur die Nahordnungen unterscheiden sich beträchtlich. Als Ordnungsparameter eignet sich hier gut der Dichteunterschied zwischen dem Gas und der Flüssigkeit.

In phänomenologischen Landau-Theorien für kontinuierliche Phasenübergänge (in Ehrenfest-Notation Phasenübergänge 2. Ordnung genannt) wird die freie Energie $F(\phi)$ des Systems mit dem jeweiligen für das System passenden Ordnungsparameter ϕ beschrieben. Da der Ordnungsparameter in der Nähe des Phasenübergangs klein ist, bietet es sich an, die freie Energie in einer Taylorreihe zu entwickeln, wobei ungerade Potenzen nicht berücksichtigt sind, $F(\phi) \simeq C + A(T)\langle\phi\rangle^2 + B(T)\langle\phi\rangle^4$ siehe Abbildung 1. Die Koeffizienten $A(T)$ und $B(T)$ sind Funktionen der Temperatur derart, dass $A(T)$ einen Vorzeichenwechsel von positiv zu negativ beim Abkühlen über den Phasenübergang macht. Spontane Symmetriebrechung bedeutet mathematisch ausgedrückt, dass die Observablen, d.h. die messbaren Größen des Systems eine niedrigere Symmetrie aufweisen, als die zugrunde liegenden Bewegungsgleichungen, bzw. die Hamiltonfunktion. Anschaulich gesprochen bedeutet dies, dass der Ordnungsparameter in der Tieftemperaturphase jenen von Null verschiedenen Wert der Parabel annimmt, in dem die freie Energie minimal ist. Dies sind für unsere Abbildung aber gerade zwei Werte! Welcher von beiden Werten $\langle\phi\rangle = \pm\eta$ angenommen wird, entscheidet dabei alleine der Zufall. Ein Beispiel für einen einkomponentigen Ordnungsparameter ist das Ising Model bei dem die Magnetisierung parallel oder antiparallel zu einer z-Achse sein kann. Haben wir einen zweikomponentigen reellen Ordnungsparameter (die Richtung einer Kristallachse in 2D) oder einen komplexen (eine quantenmechanische Wellenfunktion mit Betrag und Phase) wie beim Higgs-Feld, suprafluiden Helium oder beim Bose-Einstein-Kondensat, dann wird die Parabel aus Abbildung 1 zu einem Paraboloid. Dieser wird ob seiner Form oft „Sombrero“ genannt, und in diesem Fall liegen die Minima des Paraboloids auf einem Kreis. Auf diesem Kreis sind alle Zustände des Systems entartet, d.h. energetisch äquivalent und der Ordnungsparameter kann alle Werte auf dem Kreis annehmen. Wiederum entscheidet der Zufall, welcher Wert es sein wird.

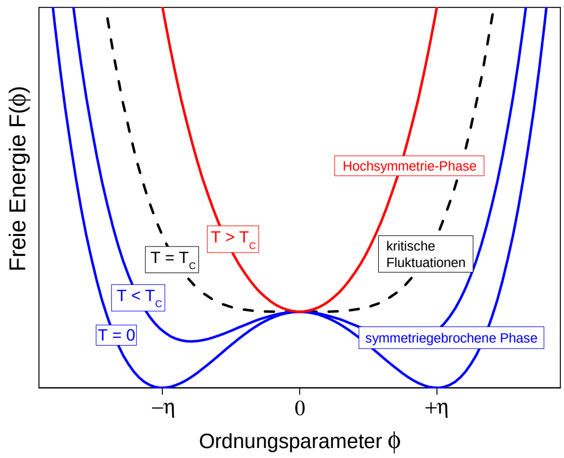

Abbildung 1: Ginzburg-Landau Theorien sind phänomenologische Beschreibungen von Phasenübergängen. Die Parabel stellt die Entwicklung der freien Energie als Funktion des Ordnungsparameters bis zur 4. Ordnung dar. Da das System versucht seine freie Energie zu minimieren, will es sich in einem Minimum aufhalten und nimmt den entsprechenden Wert des Ordnungsparamters an. Welches der beiden Minima bei tiefen Temperaturen angenommen wird, ist zufällig.

1.2 Kibbles Argumente

Spontane Symmetriebrechung eignet sich hervorragend um freie Parameter im Standardmodell der Elementarteilchen festzulegen. Einige Berühmtheit hat sie in jüngerer Zeit bekommen, um den Eichbosonen W^+, W^-, 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. Für Einzelheiten, siehe auch den Preisträgerartikel von Karl Jakobs für die Stern-Gerlach-Medaille 2015 [1]. Es ist jedoch festzuhalten, dass das inzwischen meist Higgs-Mechanismus genannte Prinzip auch in vielen anderen Bereichen der Hochenergiephysik diskutiert wurde. Allen gemein ist, dass der Symmetriebruch global 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 der Lichtgeschwindigkeit ausbreiten. Tom Kibble hat als Erster darauf hingewiesen dass diese Sichtweise zu Problemen führen kann [2]: 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 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 Phasenüberganges so weit entfernt voneinander sind, dass sie nicht einmal mit Lichtgeschwindigkeit darüber kommunizieren können, welchen Wert die Phase lokal angenommen hat. Als Anschauung mag die Ameise auf einem Luftballon herhalten, der gerade aufgeblasen wird. Die Ameise will als Bote die Nachricht über die Phase am Punkt 1 überbringen und obwohl sie ohne Pause mit konstanter Geschwindigkeit läuft, kann sie Punkt 2 nicht erreichen, da die Punkte sich ob der aufblähenden Oberfläche schneller voneinander entfernen, als sie laufen kann. Das bedeutet, das Regionen im frühen Universum, die kausal nicht im Zusammenhang stehen (nicht mit Lichtgeschwindigkeit kommunizieren können), nicht notwendig die gleiche Phase des Higgs-Feldes haben können. Die Folge ist, dass die Phase lokal unterschiedliche Werte hat; es müssen sich Domänen ausbilden, die durch Defekte im Higgs-Feld, insbesondere durch Korngrenzen voneinander separiert sind. An den Defekten muss der Ordnungsparameter verschwinden (siehe Abbildung 2), die Defekte bilden Residuen des Hochsymmetrie-Higgs-Feldes.

Je nach Dimensionalität des Systems und des Ordnungsparameters können verschiedenen Defekte auftreten, Monopole, Strings, Korngrenzen und Texturen. Die Existenz von Defekten bedeutet auch, dass sich das Universum nicht adiabatisch verhalten haben kann, d.h. nicht überall im Gleichgewicht gestanden haben kann. Bis heute sind keine solche Defekte entdeckt worden. Das Fehlen dieser Überbleibsel des hochsymmetrischen Higgs-Feldes im sichtbaren Teil des Universums ist (neben dem sogenannten Flachheitsproblem) einer der Hauptgründe warum heute von einem inflationär expandierenden Universum ausgegangen wird: In den ersten 10^{-30} Sekunden (diese Zeitangabe ist stark modellabhängig) hat sich das Universum exponentiell schnell ausgedehnt, so dass alle Defekte so stark verdünnt worden sind, dass sie jenseits unseres Ereignishorizontes liegen. Die Inflation ist inzwischen gut bestätigt: Die räumlichen Schwankungen der Intensität der kosmischen Hintergrundstrahlung sind mit adiabatischen Quantenfluktuationen verein-

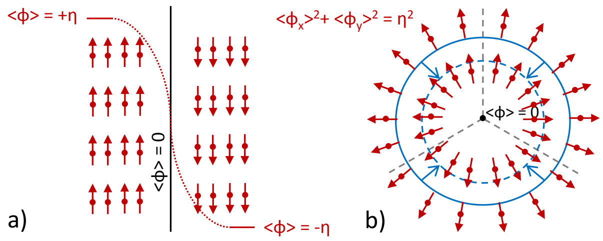

Abbildung 2: Defekte für verschiedene Dimensionen des Systems D und Komponenten des Ordnungsparameters N: a) zeigt ein System (N = 1) in zwei Dimensionen (2D), bei dem die Zustände nur zwei Werte annehmen können. Die beiden Bereiche sind durch eine Korngrenze (schwarze Linie) getrennt. In b) ist ein 2D System gezeigt, in dem die "Pfeile„ in alle Richtungen der Ebene zeigen können, hier ist der Ordnungsparameter zweikomponentig (N = 2). Wenn ein geschlossener Pfad (blaue Linie) nicht zu einem Punkt zusammengezogen werden kann, ohne das der Ordnungsparameter einen Nulldurchgang hat, zeichnet dies einen topologischen Defekt aus, hier einen Monopol.

bar. Adiabatisch, d.h. im thermischen Gleichgewicht stehend bedeutet, dass der heute sichtbare Teil des Universums aus einer extrem kleinen Raumregion zu Zeiten der Inflation kommen muss. Für seine Arbeiten zum Universums als auskondensierte Quantenfluktuation hatte Viatcheslav Mukhanov die Max-Planck-Medaille 2015 bekommen [3].

1.3 Zureks Argumente

Auch wenn sich die Defekte im Higgs-Feld nicht bestätigt haben, spontane Symmetriebrechung und Domänenbildung findet auch bei moderaten Temperaturen statt. Wojciech Zureks Argument geht folgendermaßen: Jeder kontinuierliche Phasenübergang ist gekennzeichnet durch sogenanntes kritisches Verhalten. In der Nähe des Phasenüberganges können beide Phasen räumlich und zeitlich stark fluktuierend nebeneinander auftreten. Das ist phänomenologisch schon aus der kritischen Parabel $T = T_c$ aus Abbildung 1 zu sehen, wo nicht nur die Steigung, sondern auch die Krümmung am Ursprung verschwindet. Das erlaubt starke Fluktuationen des Ordnungsparameters bei kleinen thermischen Schwankungen $\Delta F \sim k_B T$ der freien Energie. Etwas physikalischer argumentiert verschwindet bei kontinuierlichen Phasenübergängen die Energiedifferenz zwischen beiden Phasen (anders bei diskontierlichen Übergängen, wo die latente Wärme den Unterschied macht). Für kleine thermische Fluktuationen ist es dem System „egal“, in welcher Phase es sich befindet. Exakt an der Übergangstemperatur treten beide Phasen im Verhältnis 50:50 auf und die räumliche Struktur ist fraktal, d.h. auf allen Längenskalen selbstähnlich. Räumliche Korrelationslängen, aber auch zeitliche Autokorrelationen divergieren. Etwas neben 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 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 und die Fluktuationen sind nicht mehr adiabatisch. Dies ist in Abbildung 3 durch den blau schraffierten Bereich angedeutet, dessen Breite von der Kühlrate abhängt. Für sehr langsame Kühlraten können die Fluktuationen lange folgen, wir erwarten große Korrelationszeiten und Längen. Für schnelle Kühlraten muss das System früher aus dem Gleichgewicht fallen, die Korrelationszeiten und Längen sollten kurz sein. Sprichwörtlich nehmen wir zum Zeitpunkt, wenn das System aus dem Gleichgewicht fällt einen Fingerabdruck der kritischen Fluktuationen, der das spätere Verhalten determiniert. Auf diese Weise können wir Konzepte der Gleichgewichtsthermodynamik zu einem wohldefinierten Zeitpunkt auch auf Nichtgleichgewichtsthermodynamik anwenden. Zu beachten ist

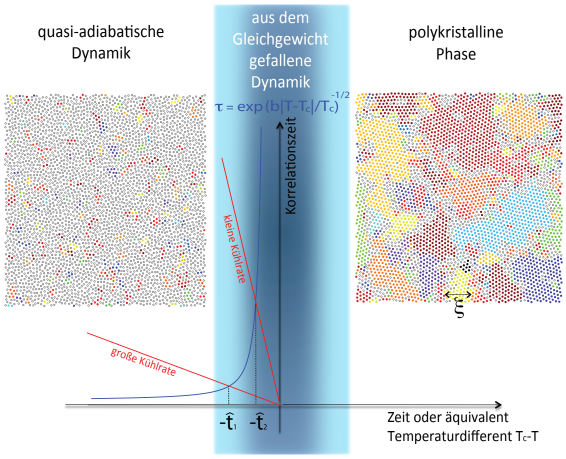

Abbildung 3: Diese Skizze verdeutlicht die zentrale Idee: Die blaue Kurve ist Divergenz der Korrelationszeiten als Funktion der Temperatur. Wird mit einer konstanten Rate gekühlt, übersetzt sich die Temperatur der Abszisse 1:1 in eine Zeitachse. Die rote Gerade ist bei gegebener Kühlrate die Zeit, die benötigt wird, um den Phasenübergang zu erreichen. Bei dem Schnittpunkt der beiden Kurven wird die Korrelationszeit länger als die Zeit bis zum Symmetriebruch: Die Fluktuationen des Systems können der Kühlrate nicht mehr adiabatisch folgen, das System fällt bei $\hat{t}$ aus dem Gleichgewicht. Das linke Inset zeigt die Monolage für eine schnelle Abkühlrate an der Ausfallzeit, das rechte Inset eine polykristalline Probe in der Spätphase nach einer mittleren Kühlrate. (übernommen von A. del Campo [9])

aber, dass im Nichtgleichgewichtsbereich, der im englischen gerne mit freeze-out-stage bezeichnet wird, nicht die gesamte Dynamik eingefroren ist: Nur die langwelligsten Fluktuationen sind ausgefroren, auf kurzen Skalen ist durchaus eine weitere Dynamik und Evolution des Systems erlaubt. Um den Kreis zur relativistischen Betrachtung des Higgs-Kibble-Mechanismus zu schließen: In kondensierter Materie ist das Limit für die Signalgeschwindigkeit nicht durch die Lichtgeschwindigkeit, sondern durch die Schallgeschwindigkeit gegeben.

1.4 Kolloidale Monolagen als Modellsystem

Der Nachteil von atomaren Systemen und Quantenflüssigkeiten ist, dass die Defekte schlecht sichtbar sind und nur indirekt nachgewiesen werden können. Hier kommen kolloidale Suspensionen ins Spiel, dies sind mesoskopische, feste Partikel, die in einem Lösungsmittel dispergiert sind. Das wohl berühmteste Beispiel sind Blütenpollen in Wasser, in dem Robert Brown 1827 diejenige Zitterbewegung entdeckte, die Albert Einstein 1905 später durch Stöße mit Wassermolekülen aufgrund der thermischen Molekularbewegung erklären konnte . Im Folgenden sind Kolloide möglichst einheitlicher Größe als unteilbare d.h. auf der gegebenen Energieskala „atomare“ Bausteine zu betrachten. Clemens Bechinger hat in seinem Preisträgerartikel zum Walter-Schottky-Preis 2000 schon darauf hingewiesen, dass sich kolloidale Suspensionen ideal eignen, um fundamentale Fragen der statistischen Physik zu adressieren [5]. Sie sind ein Teilgebiet der weichen Materie in der auch Emulsionen, Schäume und Gele, aber auch Bio-Makromoleküle wie Proteine und DNA-Stränge untersucht werden. Der Name weiche Materie stammt daher, dass die Kräfte zwischen den Partikeln vergleichbar jenen in atomaren Systemen sind — die Größe und Abstände aber $10^3 - 10^6$ mal größer. Für die Energiedichten und daraus folgend elastischen Eigenschaften ergeben sich daraus $9 - 18$ Größenordnungen kleinere Werte. Dies ist der Grund, warum weiche Materie selbst bei moderaten Temperaturen ein so reiches Anregungsspektrum hat.

Kolloidale Monolagen erhalten wir, wenn recht große Kolloide verwendet werden, die aufgrund ihrer Schwerkraft sedimentieren. Ist der Boden hinreichend flach, bilden sie ein 2D System da die Teilchen sich in der horizontalen Ebene frei bewegen können, in vertikaler Richtung aber keine Bewegungsfreiheitsgrade haben (weil ihre Beweglichkeit auf eine Ebene begrenzt ist, die Kolloide aber Kugeln sind werden die Monolagen oft quasi-zweidimensional genannt). Die Physik von niedrigdimensionalen Systemen ist erstaunlich reichhaltig. Nachdem ich seit vielen Jahren an Monolagen forsche, ist es mir eine besondere Freude auf die Max-Planck-Medaille für Herbert Wagner in diesem Jahres hinzuweisen [6]. Zusammen mit N.D. Mermin hat er vor ziemlich genau 50 Jahren in den heutzutage als Mermin-Wagner-Theorem bekannten Arbeiten gezeigt, dass perfekte Periodizität in 2D und 1D nicht möglich ist. Dennoch können 2D-Systeme Phasenübergänge machen und anders als in 3D existieren sogar Theorien, die analytische Lösungen haben und Übergangstemperaturen exakt vorhersagen. Für strukturelle Phasenübergänge ist dies die sogenannte KTHNY-Theorie (benannt nach ihren Konstrukteuren **K**osterlitz, **T**houless, **H**alperin, **N**elson, **Y**oung), die zwischen kristalliner und isotrop flüssiger Phase eine hexatische Phase vorhersagt, welche in 3D unbekannt ist; ähnlich wie in einem Flüssigkristall ist die hexatische Phase eine Flüssigkeit (mit kontinuierlicher Translationssymmetrie) aber mit 6-zähligem Direktorfeld (d.h. diskrete Orientierungssymmetrie). Eine Beschreibung dieses 2D Schmelzprozesses, den wir bis ins Detail mit Kolloidmonolagen bestätigen konnten, ist in Georg Marets Preisträgerartikel zum Gentner-Kastler-Preis 2011 zu finden [7].

Die von uns verwendeten Kolloide sind Plastikkügelchen mit ca. 5 μm Durchmesser so groß also, dass sie leicht mit einem Video-Mikroskop beobachtbar sind. Sie sind jedoch klein genug, als dass sie in der Ebene Brownsche Bewegung zeigen. Zusätzlich sind die Kolloide mit Eisenoxid-Nanopartikeln dotiert, weswegen sie beim Anlegen einer äußeren magnetischen Feldstärke $\vec{H}$ selbst magnetisiert werden. Ist das äußere Feld senkrecht zur Monolage, führt dies zu einer abstoßenden Dipolkraft. Da für den Phasenzustand nur die Wechselwirkungsenergien relativ zur thermischen Energie entscheidend ist, variieren wir im Labor folglich nicht die Temperatur, sondern die

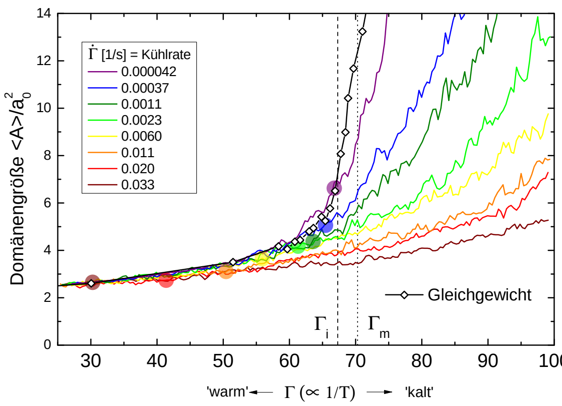

Abbildung 4: Die Abbildung zeigt die mittlere Größe der Domänen als Funktion der (inversen) Temperatur für verschiedene Abkühlraten. Zum Vergleich sind die Gleichgewichtsmessungen als schwarze Rauten gezeigt. Die bunten Punkte sind die Zeiten, wenn nach Abbildung 3 das System aus dem Gleichgewicht fällt.

Abstoßungskräfte, die der Brownschen Bewegung entgegenwirken. Dieses Verhältnis aus magnetischer Wechselwirkung $\propto H^2$ zu thermischer Energie wird mit dem dimensionslosen Wechselwirkungsparameter $\Gamma \propto H^2/k_BT$ beschrieben, der als inverse Temperatur interpretiert werden kann und das Phasenverhalten bestimmt (da Teilchenzahl und Volumen in der Probe konstant sind, kann Γ auch als dimensionsloser Druck interpretiert werden). Hohe Γ bedeuten tiefe Temperaturen (hohe Drücke) und das System kristallisiert zu einem hexagonalen Kristall, in dem jedes Teilchen sechs nächste Nachbarn hat (das ist die dichteste Kugelpackung in 2D). Bei niedrigen Γ dominiert die thermische Bewegung und das System bildet eine isotrope Flüssigkeit. Der große Vorteil, den Kibble-Zurek-Mechanismus mit den magnetisierbaren kolloidalen Monolagen zu untersuchen ist, dass die (inverse) Systemtemperatur über ein äußeres Feld schnell variiert werden kann. Die Monolage muss dabei nicht über einen Wärmefluss durch eine Oberfläche abgekühlt werden so dass wir keinen Temperaturgradienten beim Kühlen bekommen. Mit einfacher Videomikroskopie können wir den Kolloiden sowie den Defekten auf „atomarer“ Skala zusehen und mit ein wenig digitaler Bildverarbeitung die Positionen in kurzen Zeitabständen messen. In den Worten der statistischen Physik haben wir die gesamte Phasenraumtrajektorie auf allen relevanten Zeitskalen experimentell zugänglich gemacht. Weil die Kolloide so groß sind, sind alle Zeitskalen im Vergleich zu atomaren Festkörpersystemen extrem langsam: Wir haben die Korrelationszeit der kritischen Fluktuationen bis hinauf in den Bereich mehrerer Stunden vermessen können.

In [8] haben wir für viele verschiedene Kühlraten die Größe der Domänen als Funktion der Temperatur bestimmt. Die Monopole im Richtungsfeld der Kristallachsen sind hier nichts anderes als die aus der KTHNY-Theorie des Gleichgewichtschmelzens gut bekannten Disklinationen; es sind jene Teilchen, die fünf oder sieben nächste Nachbarn anstatt von sechs Nachbarn haben. Lineare Ketten solcher Disklinationen wiederum bilden die Korngrenzen zwischen den Domänen. In Abbildung 4 ist die mittlere Domänengröße $\langle A \rangle$ gezeigt. Wie vom Kibble-Zurek-Mechanismus vorhergesagt kann das System für langsame Kühlraten (lila Kurve) den Gleichgewichtsmessungen (schwarze Rauten) bis sehr Nahe an den Phasenübergang bei Γ_i folgen. Erst bei dem lila Punkt, der die Zeit und die Temperatur angibt, bei dem das System aus dem Gleichgewicht fällt, sind Abweichungen erkennbar. Für schnelle Kühlraten (braune Kurve) fällt das System früher aus dem Gleichgewicht, die Domänengröße (zu Unterscheiden von der kritischen Keimgröße bei Nukleation) ist zu diesem Zeitpunkt kleiner. Die im englischen etwas verfälschend „freeze-out-time“ genannte Zeit, sollte besser Ausdemgleichgewichtfallzeit oder Ausfallzeit genannt werden. Diese haben wir unabhängig aus dem Schnittpunkt von Kühlrate und Korrelationszeit analog zu Abbildung 3 bestimmt. Die Länge ξ misst den Duchmesser der Domänen, wie in Abb. 3 im rechten Inset angedeutet. ξ ist in Abbildung 5 über

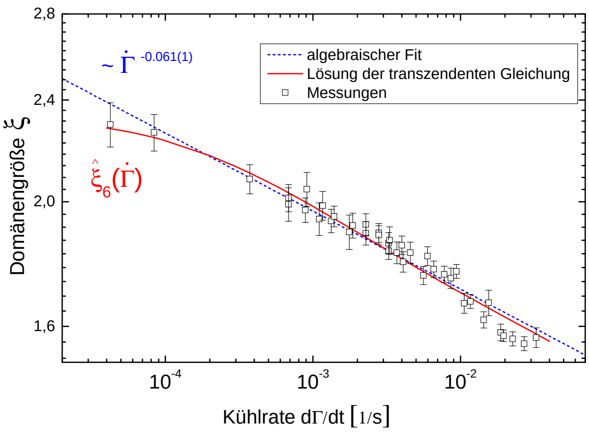

Abbildung 5: Diese Abbildung prüft nun die zentrale Aussage des Kibble-Zurek Mechanismus. Gezeigt ist die Domänengröße zu dem Zeitpunkt wenn das System aus dem Gleichgewicht fällt als Funktion der Kühlrate. Klassische 3D Systeme, die im Gleichgewicht eine algebraische Divergenzen zeigen, würden der blauen gestrichelten Kurve folgen. Der hiesige 2D Phasenübergang hat im Gleichgewicht eine exponentielle Divergenz der Korrelationszeiten und -längen. Daher müssen wir eine transzendente Gleichung der Form $x \propto e^x$ numerisch lösen (rote Kurve). Insbesondere bei kleinen Kühlraten passen die Messungen besser zu der roten Fitkurve.

fast drei Größenordnungen in der Kühlrate in einem log-log-plot gezeigt: Die blaue Kurve ist ein Fit an algebraisches Verhalten, wie es standardmäßig für kontinuierliche Phasenübergängen in 3D vorhergesagt wird. Die rote Kurve ist der Fit zur Lösung einer transzendenten Gleichung, wie sie vom Kibble-Zurek-Mechanismus vorhergesagt wird, wenn wir ihn auf kontinuierliche 2D Phasenübergänge anwenden.
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 das Auftreten von Korngrenzen, die oft als eineindeutiges Indiz für Nukleation, d.h. diskontinuierliche (1. Ordnung) Phasenübergänge gewertet wurden, auf diese Art auch ganz natürlich bei kontinuierlichen (2. Ordnung) Phasenübergängen entstehen können. Sie eignen sich also nicht als Unterscheidungskriterium zwischen

Nukleation und kritischem Verhalten. Jedes reale System wird beim Überqueren eines kontinuierlichen Phasenüberganges aus dem Gleichgewicht fallen. Die Frage ist nur, ob die Korrelationslänge die Systemgröße dann übertrifft.

2 Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei meinen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern der letzten Jahre, besonders bei Sven Deutschländer und Patrick Dillmann, die ganz wesentlich zur hiesigen 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] Karl Jakobs: Das Profil des Higgs-Bosons *Physik Journal*, **14**, 35 (2015)

[2] Tom W.B. Kibble: Topology of cosmic domains and strings *J. Phys. A: Math Gen*, **9**, 1387 (1976)

[3] Viatcheslav F. Mukhanov: The Quantum Universe *Physik Journal*, **14**, 41 (2015)

[4] Wojciech H. Zurek: Cosmological experiments in superfluid helium? *Nature*, **317**, 505 (1985)

[5] Clemens Bechinger: Physik mit kolloidalen Suspensionen *Physikalische Blätter*, **56**, 79 (2000)

[6] Herbert Wagner: *Physik Journal*, Titel, **09**, 41 (2016)

[7] Georg Maret: Zweidimensionale Festkörper *Physik Journal*, **10**, 35 (2011)

[8] S. Deutschländer, P. Dillmann, G. Maret, P. Keim: Kibble-Zurek mechanism in colloidal monolayers *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **112**, 6925 (2015)

[9] Adolfo del Campo: Colloidal test bed for universal dynamics of phase transitions *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **112**, 6780 (2015)