

Die Stoßwellenexperimente haben der Diskussion zum Plasmaphasenübergang neue Impulse gegeben. Bisher haben vor allem chemische Modelle einen Plasmaphasenübergang vorhergesagt, während andere ab-initio-Simulationen keine eindeutigen Anzeichen dafür finden konnten [10]. Allerdings lassen sich in diesen Simulationen nur wenige Hundert Teilchen betrachten, was noch nicht ausreicht, um Phasenübergänge und kritische Phänomene zu beschreiben.

Weiterhin sind präzisere Ergebnisse von Stoßwellenexperimenten entlang Isothermen erforderlich, um das mögliche Instabilitätsgebiet auflösen zu können und die Frage des Phasenübergangs zu klären. Stoßwellenexperimente für diesen Bereich gestalten sich allerdings

außerordentlich schwierig, und die Ergebnisse sind mit relativ großen Fehlerbalken versehen.

Diese laufenden experimentellen und theoretischen Projekte werden nicht nur unser Verständnis von Materie unter extremen Bedingungen erweitern, sondern sind auch wichtig, um große Planeten wie Jupiter und Saturn modellieren zu können. Der Plasmaphasenübergang würde die Grenze zwischen einer äußeren nichtleitenden und der darunter liegenden metallischen fluiden Schicht festlegen (Abb. 2) und somit die Zahl der freien Parameter in bisherigen Planetenmodellen weiter einschränken. Bei einem kontinuierlichen Übergang wäre diese Grenze alternativ durch eine unter diesen Bedingungen vermutete Entmischung von Wasserstoff

und Helium festgelegt. Die Untersuchung des Hochdruckphasendiagramms von Wasserstoff verspricht damit für verschiedene Gebiete spannende neue Erkenntnisse.

Ronald Redmer und Bastian Holst

- [1] Y. B. Zeldovich und L. D. Landau, JETP **14**, 32 (1944)
- [2] W. Ebeling et al., Plasma Phys. Contr. Fusion **38**, A31 (1996)
- [3] S. T. Weir, A. C. Mitchell und W. J. Nellis, Phys. Rev. Lett. **76**, 1860 (1996)
- [4] E. P. Wigner und H. B. Huntington, J. Chem. Phys. **3**, 764 (1935)
- [5] V. E. Fortov et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 185001 (2007)
- [6] V. E. Fortov et al., JETP **97**, 259 (2003)
- [7] D. Beule et al., Phys. Rev. B **59**, 14177 (1999)
- [8] V. S. Filinov et al., JETP Lett. **74**, 384 (2001)
- [9] S. Scandolo, PNAS **100**, 3051 (2003)
- [10] S. A. Bonev, B. Militzer und G. Galli, Phys. Rev. B **69**, 014101 (2004)

Prof. Dr. Ronald Redmer und Dipl.-Phys. Bastian Holst, Universität Rostock, Institut für Physik, 18051 Rostock

■ Was eine Sandburg im Innersten zusammenhält...

... und wie robust diese ist, wird durch das Verhalten der Flüssigkeit zwischen den Sandkörnern bestimmt.

Alle, die schon einmal eine Sandburg gebaut haben, werden bestätigen, dass das Mengenverhältnis von Wasser zu Sand dabei eine eher untergeordnete Rolle spielt – jedenfalls lässt es sich über einen großen Bereich verändern, ohne die Stabilität des Bauwerks merklich zu gefährden. Der Bau einer Sandburg braucht also keinem speziellen Rezept zu folgen: Intuition reicht völlig aus.

Hinter dieser Alltags- oder vielmehr Urlaubsbeobachtung steckt jedoch mehr [1], denn das physikalische Verhalten granularer Medien – insbesondere nasser granularer Medien – ist noch wenig verstanden [2]. Für viele technische und auch geologische Fragestellungen ist es jedoch von Bedeutung. Umso wichtiger also, ein besseres Verständnis der grundlegenden Mechanismen in solchen komplexen Systemen zu erlangen.

Mit diesem Ziel vor Augen ist Stephan Herminghaus vom Max-Planck-Institut für Dynamik und Selbstorganisation in Göttingen, gemeinsam mit Mitarbeitern und Kollegen aus Erlangen, Grenoble



Für die Stabilität einer Sandburg spielt das Mengenverhältnis von Wasser zu Sand keine so große Rolle.

und Canberra (Australien), dem Problem der Sandhaufen-Mechanik genauer auf den Grund gegangen. Die Wissenschaftler wendeten verschiedene experimentelle Methoden an und liefern auch eine theoretische Erklärung [3].

Hauptzielrichtung dieser Arbeit ist es, die mechanischen Eigenschaften eines nassen granularen Mediums auf Basis der im Medium „verborgenen Fluidik“ zu erklären. Um das Verhalten der Flüssigkeit im Inneren von Sandhaufen zu bestimmen und sie mit der beo-

bachtbaren mechanischen Robustheit in Zusammenhang zu bringen, haben die Autoren geometrisch ideale Sandhaufen aus kleinen Glaskugeln gebaut. Die Kugeln sind unterschiedlich groß (mittlerer Durchmesser 280 Mikrometer), um eine Kristallisation zu vermeiden. Mechanische Tests charakterisierten zunächst die Robustheit dieser Glaskugel-Haufen. Eine interessante Größe für diese Tests ist z. B. die Zugspannung, die man beim Glaskugelhaufen durch ein Rotationsexperiment bestimmen kann. Dabei

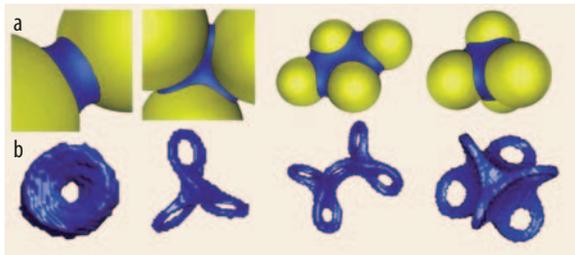
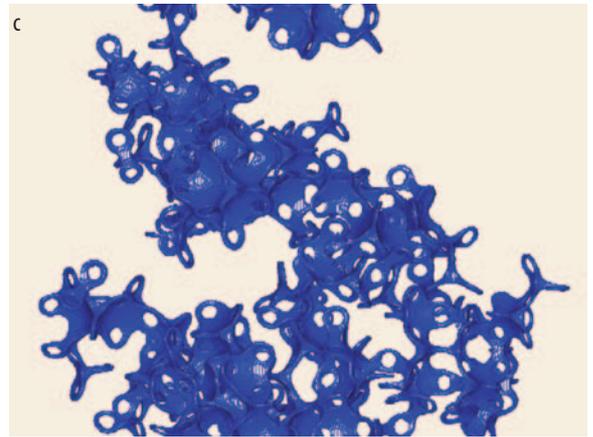


Abb. 1 Im „idealisierten Sandhaufen“ können sich zwischen zwei, drei oder mehr Glaskugeln Kapillarbrücken ausbilden (a), die hier auch ohne die Kugeln gezeigt sind (b). Ab einem Schwellwert des Mengenverhältnisses von Wasser zu „Sand“ bildet sich innerhalb des Kugelhaufens ein zusammenhängender Flüssigkeitscluster (c).



wird eine Probe in einer horizontalen Plastikröhre in Rotation versetzt und die Winkelgeschwindigkeit so lange erhöht, bis die Probe bricht. In der Tat zeigte sich, dass der Bruchwert der Zugspannung oberhalb eines Schwellenwertes nicht signifikant vom Verhältnis W von Flüssigkeitsgehalt zu Probenvolumen abhängt. Experimente, die andere mechanische Größen testeten, bestätigten dieses Ergebnis.

Röntgenmikrotomographie an den Glaskugelhaufen, durchgeführt an der Synchrotronquelle in Grenoble, machte deutlich, dass verschiedene Fluidstrukturen als Funktion von W im Kugelhaufen auftreten. Die Flüssigkeit für diese Experimente wurde im Hinblick auf einen optimierten Röntgenkontrast ausgewählt und hat einen Gleichgewichtskontaktwinkel von $\theta = 10^\circ$ bei einer Grenzflächenspannung γ in der Größenordnung von Wasser.

Bei sehr niedrigen Werten von W bilden sich zwischen den Glaskugeln bis zum Schwellenwert W^* Kapillarbrücken aus, die sich in der Zahl der beteiligten Kugeln unterscheiden, d. h. es treten Brücken zwischen zwei, drei oder mehr Kugeln auf, die sich im Experiment klar voneinander abgrenzen lassen (Abb. 1a,b). Oberhalb von W^* sinkt die Zahl dieser Brücken rapide ab. In diesem Füllbereich wächst stattdessen die Zahl der Fluidcluster dramatisch an. Das sind Agglomerate, die durch das Zusammenfließen (Koaleszenz) von Kapillarbrücken entstehen. In der Nähe des Schwellenwertes W^* findet also eine Umorganisation der Flüssigkeit statt. Erhöht man den Wert von W weiter, so beginnt die Flüssigkeit im

Glashaufen bei einem Wert von $W = 0,08$ zusammenzuzießen (perkolieren), und bei einem Wert von $W = 0,15$ wird der Sandhaufen komplett von einem einzigen großen Fluidcluster durchdrungen (Abb. 1c). Dieser Wert von W entspricht etwa einem Drittel des Porenvolumens der Probe. Man erkennt an der in der Abbildung gezeigten komplexen Fluidstruktur, dass ihr Rand noch von Kapillarbrücken dominiert wird, während im Inneren der Struktur die unregelmäßigen Fluidcluster auftreten.

Der Wert von W^* liegt experimentell bei etwa 0,025. Wie lässt er sich verstehen? Da dieser Wert die Grenze des Kapillarbrückenregimes innerhalb des Glaskugelhaufens markiert, liegt der Schluss nahe, dass er alleine von der Grenzflächenphysik bestimmt wird. Es hilft daher, den Kapillardruck einer Brücke näher zu betrachten. Der Kapillardruck (oder auch Laplace-Druck) ist der in einem Flüssigkeitsvolumen durch die Oberflächenspannung bedingte Druck. Er lässt sich für eine Kapillarbrücke analytisch berechnen und hängt entscheidend vom Brückenwinkel β ab, der die Anordnung der Brücke zwischen den Kugeln beschreibt. Um die Rechnung zu vereinfachen, kann man eine reguläre Anordnung der Glaskugeln in einer dichten Kugelpackung annehmen; β hat dann einen minimalen Wert $\beta^* = \pi/6 = 30^\circ$. Bei einem kleineren Wert von β koaleszieren die benachbarten Kapillarbrücken, d. h. sie verlieren ihre mechanische Stabilität und gehen in einem Fluidcluster auf. Dem Wert von β^* entspricht ein Kapillardruck von $p^* = -4,46 \gamma/R$ im Falle von

$\theta = 0^\circ$ (vollständiger Benetzung), wobei R der Kugelradius ist.

Wie das Experiment zeigt, bleibt dieses an einem regelmäßigen Kugelgitter ermittelte Verhalten für die unregelmäßige Anordnung der Kugeln in Haufen unverändert gültig. Aus dem zugehörigen Wert des Kapillarbrückenvolumens $V(\beta^*, \theta = 0^\circ)$ lässt sich ein Wert von $W^* = 0,024$ bestimmen, der mit dem experimentell beobachteten Wert hervorragend übereinstimmt. Damit folgt, dass der Eintritt in das Regime der mechanischen Stabilität in der Tat durch die Verschmelzungsbedingung der Kapillarbrücken bestimmt ist.

Die Autoren zeigen am Schluss des Artikels, dass ihre Ergebnisse, die sie an idealisierten Glashaufen gewonnen haben, auch für weniger ideale, echte Sandhaufen gültig sind. Die mechanischen Eigenschaften von Sandhaufen, die polydisperse asphärische Körner enthalten, sind denen des Glaskugelhaufens sehr ähnlich, wenngleich sich die quantitative Erklärung auf Basis der Fluidik im Haufen nicht in jeder Hinsicht übertragen lässt. So ist die Geometrie der im Sandhaufen auftretenden Fluidstrukturen aufgrund der vielen verschiedenen Längenskalen ebenfalls polydispers, und es lassen sich daher die ästhetischen, geometrisch einfachen Kapillarstrukturen des Glaskugelhaufens im Sandhaufen nicht so klar wiederfinden.

Ralf Blossey

Prof. Dr. Ralf Blossey, Interdisciplinary Research Institute (IRI) Modeling of Biological Nanosystems c/o IEMN, Cite Scientifique, Avenue Poincaré BP 69, 59652 Villeneuve d'Ascq, Frankreich

- [1] D. Hornbaker et al., Nature 387, 765 (1997)
- [2] S. Herminghaus, Adv. Phys. 54, 221 (2005)
- [3] M. Scheel et al., Nature Materials 7, 189 (2008)