

Auf Sand gebaut

Die Physik feuchter Granulate

Ralf Seemann, Martin Brinkmann und Stephan Herminghaus

Sicherlich hat jeder im Urlaub schon einmal eine Sandburg gebaut. Dabei mag manch einer sich gewundert haben, dass es für die Sandburg kaum eine Rolle spielt, wie feucht der Sand ist. Diese überraschende Eigenschaft lässt sich erklären, wenn man im Detail verfolgt, wie sich die Flüssigkeit zwischen den einzelnen Sandkörnern verteilt. Dort halten Kapillarbrücken die Körner zusammen.

Sand ist der wohl berühmteste Vertreter granularer Materie. Granulate, die allgemein aus vielen kleinen, festen Partikeln wie Körnern oder Kugeln bestehen, sind eine extrem weitverbreitete Materialklasse. Etwa sechzig Prozent aller Rohmaterialien weltweit kommen in dieser Form vor, zehn Prozent des Weltenergieverbrauchs entfallen auf die Verarbeitung granularer Materialien. Der größte Teil des Bodens, auf dem wir unsere Städte und Straßen bauen, besteht aus ihnen. Daher verwundert es kaum, dass die Erforschung der komplexen Eigenschaften dieser Materie bislang im Wesentlichen der Verfahrenstechnik und der Bodenkunde zugeordnet wurde.

Diese Zuordnung kann nach den Entwicklungen der letzten Jahre als überholt angesehen werden. So eignen sich granulare Zufallspackungen („Schüttungen“) kugelförmiger Körner hervorragend dazu, vielfältige physikalische Grundlagenprobleme zu erforschen [1, 2]. In jüngerer Zeit zeichnen sich zudem interessante Gemeinsamkeiten zwischen den granularen und den in der Physik erheblich besser etablierten kolloidalen Systemen ab. Daher ist absehbar, dass der physikalischen Grundlagenforschung an granularen Systemen ihre Blütezeit noch bevorsteht.

Wir wollen uns im vorliegenden Artikel auf die Physik feuchter Granulate beschränken. Auf den ersten Blick mag diese Wahl verwundern, denn trockene Granulate sind ja bereits komplex genug. Interessanterweise führt die Benetzung der Körner mit einer Flüssigkeit aber zu neuen Gesetzmäßigkeiten im Verhalten des Materials, die sich anhand einiger einfacher Überlegungen gut verstehen lassen: In mancherlei Hinsicht ist das feuchte Granulat deutlich einfacher zu verstehen als das trockene. Diese Einsichten sind inzwischen auch bei der Industrie angekommen: Die Shell AG und BP legen zurzeit millionenschwere Forschungsprogramme auf, um besser zu verstehen, wie mehrkomponentige Flüssigkeiten (z. B. bestehend aus Wasser und Öl) in



L. Paegel/pixelio

granularen Schüttungen, die als Modelle für ölführende Schichten gelten, fließen. Dabei geht es darum, die Fördertechnik zu verbessern, aber auch um die Grundlagen der Kohlendioxidspeicherung in alten Ölfeldern.

Beginnen wir unsere Betrachtung der Verteilung von Flüssigkeiten innerhalb einer granularen Schüttung mit einer einfachen Beobachtung. Trockener Sand ähnelt eigentlich einem Fluid: In einem Eimer versucht er, eine horizontale Oberfläche zu bilden (wenn man den Eimer nur ein wenig rüttelt), im Wind formt er Dünen, die wie Ozeanwellen wandern (wenn auch viel langsamer) [3], und er rinnt ohne Mühe durch die Engstelle einer Sanduhr. Fügt man jedoch etwas Flüssigkeit (z. B. Wasser) hinzu, entsteht eine Paste, die keine dieser Eigenschaften mehr besitzt. Man kann aus ihr Skulpturen formen, die (solange sie feucht bleiben)

Um eine Sandburg zu bauen, ist kein Rezept erforderlich.

KOMPAKT

- Trockener Sand verhält sich ähnlich wie ein Fluid. Fügt man etwas Flüssigkeit hinzu, widersteht der Sand aber wie ein Festkörper beliebig lang dem Schweredruck.
- Bei Zugabe von Flüssigkeit in ein Granulat bilden sich Kapillarbrücken zwischen den Körnern, die für die Stabilität des Granulats sorgen.
- Steigt der Flüssigkeitsanteil, fließen die Kapillarbrücken zusammen und bilden größere Flüssigkeitscluster. Über einen weiten Bereich bestimmen allein die Korngröße und die Oberflächenspannung der Flüssigkeit die mechanischen Eigenschaften des feuchten Granulats.

Prof. Dr. Ralf Seemann, Universität des Saarlandes, Experimentelle Physik, Postfach 151150, 66041 Saarbrücken und MPI für Dynamik und Selbstorganisation; **Dr. Martin Brinkmann**, **Prof. Dr. Stephan Herminghaus**, MPI für Dynamik und Selbstorganisation, Abt. Dynamik komplexer Fluide, Bunsenstr. 10, 37073 Göttingen

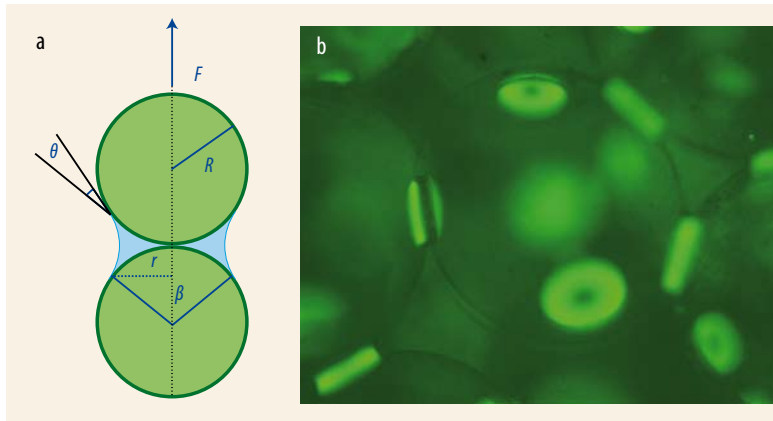


Abb. 1 An der Kontaktstelle zwischen zwei Kugeln bildet die zugefügte Flüssigkeit eine Kapillarbrücke mit dem Kontaktwinkel θ aus (a). Setzt man der Flüssigkeit einen Fluoreszenzfarbstoff zu,

lassen sich die Kapillarbrücken in einem aus Glaskugeln bestehenden feuchten „Granulat“ fluoreszenzmikroskopisch abbilden (b).

dem Schweredruck beliebig lange widerstehen, was eine typische Festkörpereigenschaft ist. Erst bei einer kritischen Scherspannung beginnt dieses Material zu fließen.

Die Kraft des Wassers

Was ist nun der physikalische Grund für diese speziellen mechanischen Eigenschaften feuchter Granulate? Ein Granulat lässt sich nur gut befeuchten, wenn die Flüssigkeit das Kornmaterial (bei Sand typischerweise SiO_2) gut benetzt. Bei nichtentöltem Kakaopulver ist dies z. B. nicht der Fall: Milch perlt daran perfekt ab, und das Pulver bleibt trocken! Da Wasser SiO_2 aber gut benetzen kann, versucht die Flüssigkeit, sich mit möglichst viel Kornoberfläche zu umgeben. Dies gelingt am besten in der Nähe der Kontaktstellen, an denen sich benachbarte Körner berühren: Dort entstehen Kapillarbrücken (Abb. 1). Die Oberflächenspannung der Flüssigkeit sorgt für eine attraktive Kraft, die die Körner aneinander bindet. Diese Kraft einer Kapillarbrücke hängt von der Länge ihrer Kontaktlinie L , der Oberflächenspannung γ , dem Laplace-Druck P und der Wirkfläche A ab ($P = 2H\gamma$ mit der mittleren Krümmung H der freien Grenzfläche zwischen Flüssigkeit und Luft sowie der Oberflächenspannung γ):

$$F_{\text{KB}} = L\gamma - AP = 2\pi r\gamma - 2\pi r^2\gamma H. \quad (1)$$

Der erste Term liefert im betrachteten Fall nur einen vergleichsweise geringen Beitrag. Für kugelförmige Körner mit Radius R , die sich berühren, erhält man für nicht zu große Kapillarbrücken in guter Näherung [4]

$$F_{\text{KB}} = 2\pi R \cos\theta, \quad (2)$$

wobei θ der Kontaktwinkel ist, den die Flüssigkeit mit der Kornoberfläche bildet. Interessanterweise hängt diese Kraft nicht vom Flüssigkeitsvolumen in der Kapillarbrücke ab.

In einem Modellsystem, in dem kleine Glaskugeln als Körner fungieren, lassen sich die Kapillarbrücken

gut sichtbar machen. Dazu ersetzt man die zwischen Kugeln und Wasser noch vorhandene Luft durch eine Flüssigkeit, die etwa den gleichen Brechungsindex hat wie die Glaskugeln. Die Schüttung streut das Licht erheblich weniger stark, was den Blick mit dem Mikroskop in sie hinein ermöglicht (Abb. 1). Der Durchmesser der Glaskugeln beträgt $300 \mu\text{m}$ und ist vergleichbar mit der Korngröße von feinem Sand. Im Mittel bilden sich etwa sechs Kapillarbrücken auf jeder Kugeloberfläche. Das stimmt mit der mittleren Anzahl der Kontaktstellen in Zufallspackungen kugelförmiger Objekte überein.

Erheblich komplexer wird es, wenn man den Flüssigkeitsgehalt erhöht. Da die Zahl der Kapillarbrücken etwa konstant bleiben muss, ist zu erwarten, dass sie einen immer größeren Teil der Kornoberfläche einnehmen und daher irgendwann miteinander verschmelzen. Mittels Röntgen-Mikrotomographie lässt sich dieser Prozess hinreichend präzise verfolgen. Sie erlaubt es, die flüssigen Strukturen, die zwischen den Körnern entstehen, dreidimensional darzustellen (Abb. 2a).

Um diese Flüssigkeitsstrukturen quantitativ zu fassen, betrachten wir die Anzahl der Kapillarbrücken und der größeren Cluster sowie das Volumen des größten Flüssigkeitsclusters (Abb. 2b). Bei geringstem Flüssigkeitsgehalt müssen zunächst die Rauigkeiten auf den Oberflächen der Glaskörner „gefüllt“ werden. Daraus resultiert der steile Anstieg der Zahl der

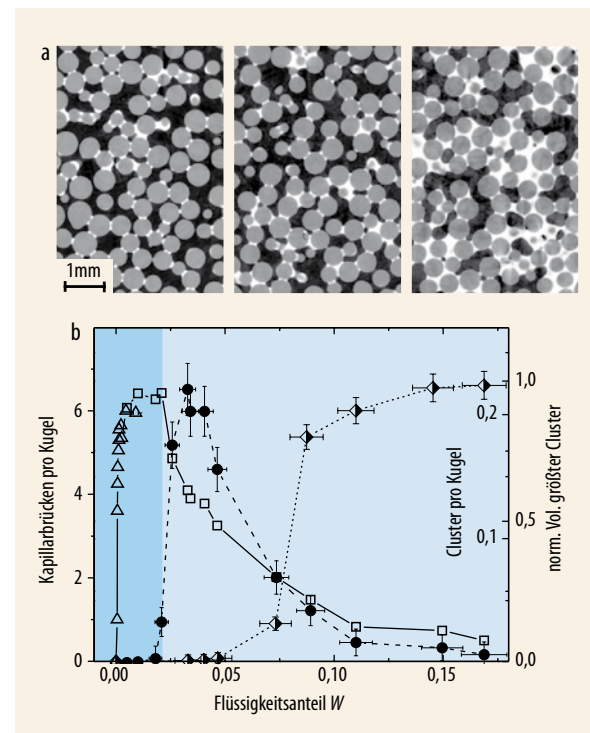


Abb. 2 In den Querschnitten durch eine feuchte Schüttung von Glaskugeln sind die Kugeln als graue Scheiben dargestellt, die Flüssigkeit in weiß und die Luft schwarz (a). Der Flüssigkeitsanteil nimmt von links nach rechts zu ($W = 0,02; 0,04$ bzw. $0,11$). Während man links noch die Kapillarbrücken sieht, sind rechts regelrechte „Nester“ von Flüssigkeit entstanden. Die mittlere Zahl der Kapillarbrücken pro Kugel hängt vom Flüssigkeitsanteil W ab (b, offene Symbole), der hier bezüglich des gesamten Granulatvolumens definiert ist. Die gefüllten Symbole zeigen die mittlere Clusterzahl pro Kugel, die halbgefüllten das normierte Volumen des größten gefundenen Clusters [5].

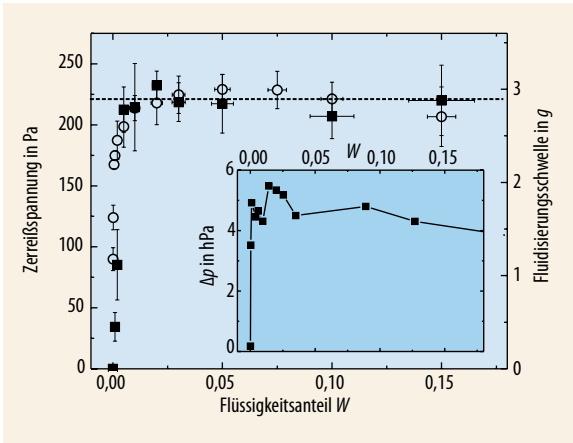


Abb. 3 Die mechanischen Eigenschaften feuchter Kugelschüttungen, wie die Zerreispannung (gefüllte Quadrate) und die kritische Beschleunigung der Fluidisierungsschwelle (offene Kreise), sind vom Flüssigkeitsgehalt W weitgehend unabhängig [5]. Die gestrichelte horizontale Linie verdeutlicht den Trend. Das Inset zeigt die Scherspannung [6].

Kapillarbrücken, der bei etwa sechs auf jeder Kugeloberfläche in Sättigung geht. Bis zu einem Flüssigkeitsanteil W von etwa 0,2 (dunkel hinterlegt in Abb. 2) sind diese Kapillarbrücken die einzige flüssige Struktur in der Probe. Für einen höheren Flüssigkeitsgehalt bilden sich größere Cluster, die bei weiterer Erhöhung von W miteinander verschmelzen. Ab etwa $W = 0,1$ befinden sich rund 90 % der Flüssigkeit in einem einzigen Cluster: Die Flüssigkeit ist zusammengeflossen (perkoliert). In diesem Fall handelt es sich um eine bicontinuierliche Struktur, da auch die Luftphase einen größeren Cluster bildet.

Verblüffender Zusammenhalt

Da die von den Kapillarbrücken ausgeübte Kraft die Steifigkeit eines feuchten Granulats bewirkt, sollten wir annehmen, dass diese sich drastisch ändert, wenn sich der Flüssigkeitsanteil erhöht. Dies scheint umso logischer, da alle Körner (respektive Kugeln) inmitten eines Flüssigkeitsnestes von keiner Flüssigkeitsoberfläche mehr gehalten werden und somit nicht zur Steifigkeit des Materials beitragen können: Unter Wasser rieselt Sand ebenso gut als wäre er trocken.

Verblüffenderweise widerlegt das Experiment diese Erwartungen (Abb. 3). Die Zugbelastbarkeit (Zerreispannung), die Fluidisierungsschwelle unter vertikaler Vibration und die Fließgrenze bei Anlegen einer Scherspannung hängen im untersuchten Bereich kaum vom Flüssigkeitsgehalt ab (Infokasten). Im Grunde kennen wir dieses Resultat schon, und mancher Leser hat es im diesjährigen Urlaub verifiziert: Niemand braucht ein Rezept, um eine Sandburg zu bauen. Die mechanischen Eigenschaften eines feuchten Granulats sind vom Flüssigkeitsgehalt in einem weiten Bereich praktisch unabhängig. Mit Blick auf die hochkomplexen und stark variablen Flüssigkeitsstrukturen im Innern erstaunt dies aber auf den ersten Blick doch sehr.

Um dies zu verstehen, ist es erforderlich, die flüssigen Strukturen im Innern der Schüttungen quantitativ zu untersuchen. Dazu betrachten wir von jedem flüssigen Cluster sein Volumen V sowie seine gesamte Oberfläche S , d. h. die Summe aus der freien Flüssigkeitsoberfläche und Flüssigkeits-/Glasgrenzfläche (Abb. 4). Deutlich erkennt man Punktwolken, von

MECHANISCHE EIGENSCHAFTEN VON FEUCHTEN GRANULATEN

Um die **kritische Fluidisierungsschwelle** bei vertikaler Anregung zu bestimmen, wird die Anregungsamplitude langsam erhöht, bis das Granulat fluidisiert, sich also ähnlich einer Flüssigkeit verhält [6, 7]. Die Frequenz der Anregung ist so gewählt, dass die Fluidisierungsamplitude deutlich kleiner ist als der Kugeldurchmesser.

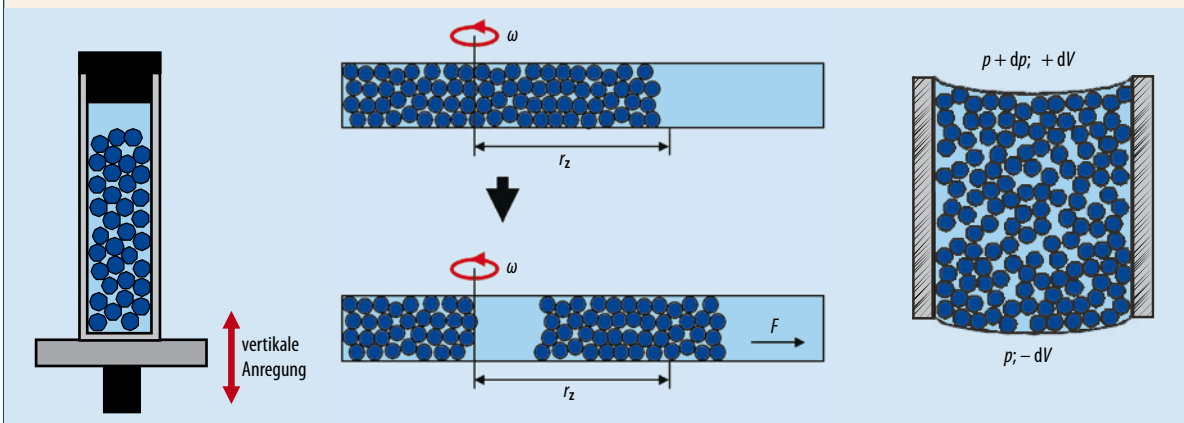
Mittels einer Zentrifugenanordnung lässt sich die **Zerreispannung** bestimmen. Dazu rotiert ein Plastikzylinder, der mit einem feuchten Granulat be-

füllt ist, um eine vertikale Achse. Die Winkelgeschwindigkeit wird dabei langsam erhöht, bis der „Pfropfen“ aus feuchtem Granulat zerreit. Dann ist es möglich, die entsprechenden Zentrifugalkräfte aus der Länge des zerrissenen Pfropfens und der Winkelgeschwindigkeit zu bestimmen und durch systematische Variation der Pfropfenlänge mit den Reibkräften an der Oberfläche des Plastikzylinders zu korrigieren [5].

Eine speziell angefertigte Scherzelle dient dazu, die **Schersteifigkeit** zu

messen. Das feuchte Granulat wird darin bei konstantem Absolutdruck p periodisch zwischen zwei Gummimembranen mit annähernd parabolischem Profil geschert. Die Schersteifigkeit leitet sich aus dem Druckunterschied Δp zwischen den beiden Gummimembranen ab [6, 8].

Bei allen mechanischen Tests betrug die typische Packungsdichte des Granulates $0,57 \pm 0,02$ – ein stabiler Wert für feuchte Kugelschüttungen.



denen jede zu einem bestimmten Clustertyp gehört (Abb. 5). Alle Daten gruppieren sich entlang einer leicht gekrümmten Kurve. Bei höherem Flüssigkeitsgehalt tendiert diese gegen die gestrichelte Linie, die das Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnis des größten Clusters anzeigt. Wenn bei hohem Flüssigkeitsanteil immer größere Bereiche des Porenvolumens komplett mit Flüssigkeit gefüllt sein sollten, müsste sich das Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnis direkt aus der Geometrie der Kugelschüttungen ergeben. Für vollständige Sättigung mit Flüssigkeit erhält man

$$S = \frac{3V\rho}{R(1-\rho)}, \quad (3)$$

wobei ρ die Packungsdichte der Kugelschüttung ist. In der S - V -Ebene ist dies eine Gerade (durchgezogene Linie in Abb. 4), die jedoch um mehr als einen Faktor drei unterhalb der gestrichelten Asymptote liegt! Offenbar sind die flüssigen Strukturen filigraner, als es auf den ersten Blick erscheinen mag. Denn bei gleichem Volumen ist die Oberfläche der Flüssigkeit erheblich größer.

Wie kommen diese Strukturen zustande? Beginnen wir bei den Kapillarbrücken und erhöhen langsam den Flüssigkeitsgehalt. Wenn der Winkel β den Wert $\pi/3$ erreicht (vgl. Abb. 1), verschmelzen alle Kapillarbrücken zwischen Kugeln, die sich zu dreien gegenseitig berühren. Die Kugeln bilden dann eine „Trimerumgebung“. Es ist ein flüssiger Cluster entstanden, der aus drei ehemaligen Kapillarbrücken besteht. Aus ihnen sind „Henkel“ geworden, deren zugehöriges β wieder kleiner geworden ist als das der Brücken, da etwas Flüssigkeit für das Auffüllen des Innenraums gebraucht wurde (Abb. 5).

Erhöhen wir den Flüssigkeitsgehalt weiter, wachsen die Trimere an, und der Winkel β ihrer Henkel nähert sich erneut dem Wert $\pi/3$. Ist dieser erreicht, verschmelzen alle Henkel, die zu einer Trimerumgebung gehören, wiederum mit benachbarten Kapillarbrücken.

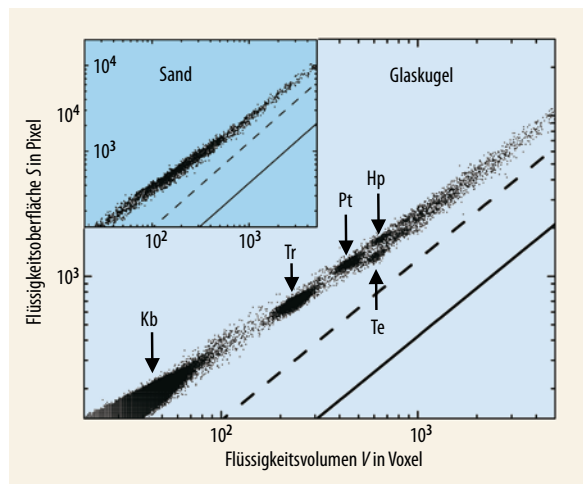


Abb. 4 Jeder Flüssigkeitscluster in einer Probe mit $W = 0,035$ – charakterisiert durch seine Flüssigkeitsoberfläche und sein Volumen – ist durch einen Punkt repräsentiert. Deutlich zeichnen sich „Punktwolken“ ab, die zu verschiedenen Clustertypen gehören. Die durchgezogene Linie entspricht der Erwartung für komplette Befüllung. Die gestrichelte Linie gibt das Oberflächen-zu-Volumen-Verhältnis des größten Clusters an ($\sim 10^7$ Voxel bei $W = 0,17$). Das Inset zeigt den gleichen Graphen für Flüssigkeitscluster in einer Sandprobe mit $W = 0,07$.

Der Geometrie der $\beta = \pi/3$ -Kapillarbrücke kommt somit eine besondere Bedeutung zu: Sie bestimmt den Laplace-Druck, den kein Cluster unterschreiten kann, der mindestens einen Henkel in Trimerumgebung besitzt. Je größer die Cluster aber werden, desto mehr Henkel haben sie und desto wahrscheinlicher sieht einer davon eine weitere Trimerumgebung. Demnach ist der Laplace-Druck in einem Flüssigkeitscluster durch $\beta = \pi/3$ umso genauer bestimmt, je größer W wird. Das ist ein wichtiges Resultat: In einem weiten Bereich von W ist der Druck innerhalb der flüssigen Strukturen allein bestimmt durch die Größe der Körner und die Oberflächenspannung der Flüssigkeit. Aus der Bedingung $\beta = \pi/3$ folgt für vollständige Benetzung ($\theta = 0$) [4, 9]

$$P = -(1 + 2\sqrt{3})\frac{\gamma}{R} \approx -4,46\frac{\gamma}{R} \quad (4)$$

Können wir diese Vorhersage experimentell prüfen? Die begrenzte Auflösung der Röntgenmikrotomographie erlaubt es nicht, die mikroskopische Krümmung der Flüssigkeitsoberfläche (und somit den Laplace-Druck P) direkt zu vermessen. Wir können uns aber eines einfachen Tricks bedienen: Die Volumina der flüssigen Cluster verändern sich nach der Probenpräparation noch, bis sie nach einigen Minuten jeweils einem konstanten Wert zustreben. Die flüssigen Cluster tauschen demnach hinreichend Material miteinander aus, um sich in experimentell gut zugänglicher Zeit gegenseitig ins Gleichgewicht zu setzen. In diesem müssen sie identischen Druck haben. Da wir die Geometrie einer einzelnen Kapillarbrücke sehr gut berechnen können, leitet sich aus ihrem ebenfalls messbaren Durchmesser ab, welchen Laplace-Druck sie hat. Dieser muss, zumindest nach der Äquilibrationszeit, gleich dem Laplace-Druck in allen anderen Clustern sein. Tatsächlich konnten wir so nachweisen, dass der Laplace-Druck völlig unabhängig von W ist – egal, wie

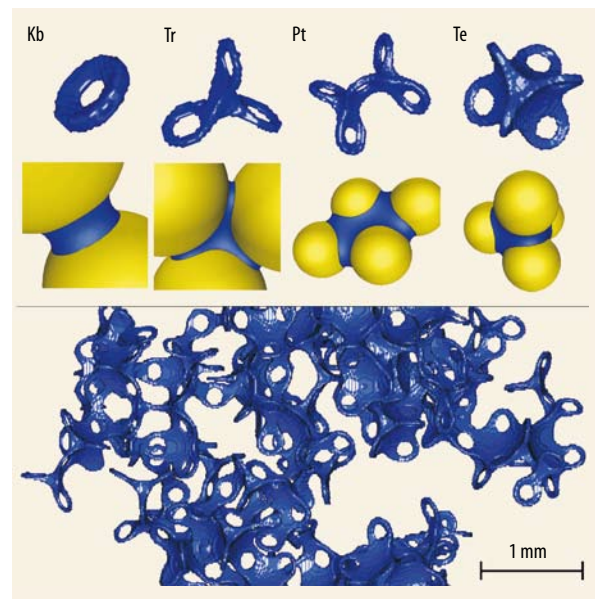


Abb. 5 Abhängig vom Flüssigkeitsgehalt binden Kapillarbrücken (Kb), Trimer- (Tr) oder Pentamerstrukturen (Pt) bzw. gefüllte Tetraederlücken die Körner bzw. Kugeln des Granulats aneinander (obere Reihe experimentelle Daten, mittlere Reihe numerische Daten). Großer perkolierter Cluster bei $W = 0,17$ (unten) [5].

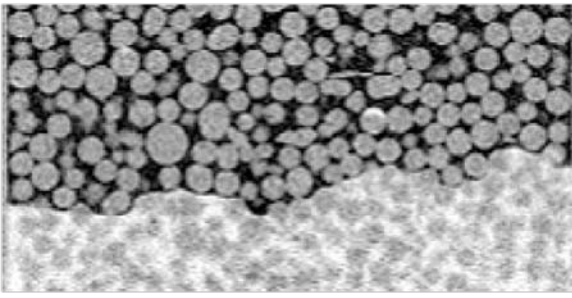


Abb. 6 Querschnitt durch eine Flüssigkeit, die spontan in eine Glaskugelschüttung eindringt. Die Front ist – anders als im vorher diskutierten Fall – geschlossen.

komplex die Strukturen auch sind. Außerdem wissen wir, dass die flüssigen Cluster sehr offene Strukturen sind (Abb. 4). Im Grunde handelt es sich um Kapillarbrücken, die an ihren äußersten Rändern zu größeren Netzwerken „zusammengeklebt“ sind. Die zusätzliche Flüssigkeit ist somit nicht auf den Kontaktflächen der Kugeln gelandet, sondern in den Zwickeln dazwischen, wo sie kaum eine Kraft auf die Kugeln ausüben kann. Wenn aber die effektive Wirkfläche des Drucks etwa konstant bleibt und der Druck selbst ebenfalls, so können sich die mechanischen Eigenschaften des Granulats höchstens marginal ändern. Das entspricht genau der experimentellen Beobachtung.

Natürlich liegt die Frage nah, wie relevant dieses Ergebnis für reale Granulate ist, deren Körner meist nicht kugelförmig sind. Betrachten wir dazu einen einzelnen Kontakt zwischen zwei nichtsphärischen, aber konvexen Körnern. Anstelle des Kugelradius bei sphärischen Objekten muss man nun den effektiven Radius in geeigneter Form durch die lokalen mittleren Krümmungen der Körner in Umgebung des Kontakts ausdrücken. Da diese aber in einer granularen Schüttung im Wesentlichen durch die typische Korngröße gegeben sind, bleibt alles sehr ähnlich wie bei der oben behandelten Kugelschüttung. Dies wird durch das Oberflächen- zu Volumenverhältnis der Flüssigkeitscluster in einer Sandprobe bestätigt (Inset in Abb. 4).

In der Tat ist die mechanische Steifigkeit auch bei Schüttungen aus nichtsphärischen Körnern (also z. B. ganz normalem Sand) weitgehend unabhängig vom Flüssigkeitsgehalt. Wie gesagt: Niemand braucht beim Sandburgenbau ein Rezept. Tendenziell zeigten die Messungen, dass Schüttungen nichtsphärischer Körner bei Befeuchtung steifer werden als Glaskugelschüt-

tungen. Dies kann zum Teil an der höheren Rauigkeit der Körner und somit einer regelrechten Verhakung liegen. Ein ganz fundamentaler Beitrag ist aber auch darin zu sehen, dass nichtsphärische Körper mit mehr Kontaktstellen packen als sphärische [10]. Mehr Kontaktstellen, mehr Kapillarbrücken, steiferes System!

Druck gemacht

Nun mag es erscheinen, als sei über generische flüssige Morphologien in granularen Schüttungen alles Wesentliche gesagt. Die Dinge ändern sich allerdings drastisch, wenn man statt des Flüssigkeitsgehalts den Druck vorgibt. Stellen wir uns vor, wir bauen eine Sandburg am Strand, und die Flut kommt. Sobald das Wasser bis zum Sockel der Burg reicht, versucht es durch Kapillarkräfte, darin hochzusteigen. Experimentell findet sich in diesem Fall eine weitgehend geschlossene Flüssigkeitsfront (Abb. 6). Der Grund für diesen deutlichen Unterschied zu den oben gezeigten Strukturen liegt darin, dass der Laplace-Druck hierbei sehr klein ist (am Sockel gar Null) und die Flüssigkeit in dem Granulat wie in einer Kapillare aufsteigt. Der oben diskutierte Wert aus Gl. (4), den die Packungsgeometrie vorgibt, spielt keine Rolle mehr. Folglich füllt sich das Material nun doch mit Wasser auf. Die Sandburg wird schließlich weggespült, da das Material seine Steifigkeit verliert.

Mit der Morphologie bewegter Flüssigkeitsfronten in porösen Medien sind wir wieder bei den eingangs erwähnten anwendungsrelevanten Fragen angelangt. Die Dynamik der Öl-Wasser-Grenzfläche im porösen Gestein eines Ölfeldes lässt sich exemplarisch an einer Glaskugelschüttung demonstrieren (Abb. 7). Ein genaues Verständnis dieser Vorgänge könnte dazu beitragen, den kostbaren Rohstoff effizienter zu bergen (mit gängigen Fördertechniken bleibt rund die Hälfte des Rohöls als mikroskopische Ölnester im Gestein zurück). Will man klimaschädliches Kohlendioxid in alte Ölfelder pumpen, so hat man es mit einem noch komplexeren (weil dreikomponentigen) System zu tun: Wie strömt eine „Emulsion“ aus CO₂, Wasser und Resten von Rohöl in einem porösen Medium?

Glücklicherweise ist die Röntgenmikrotomographie inzwischen so weit entwickelt, dass sie derartige Prozesse in Echtzeit und mit einer Ortsauflösung von wenigen Mikrometern abbilden kann (Abb. 7). Die er-

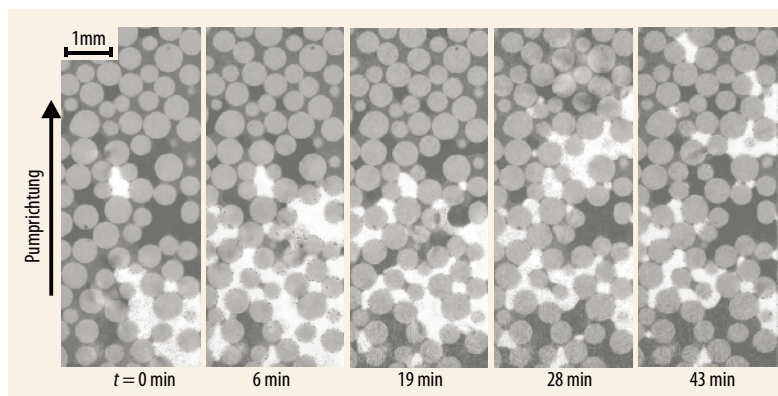


Abb. 7 Röntgentomographisch lässt sich abbilden, wie eine wässrige Flüssigkeit (hell dargestellt) in ein Glasgranulat hineingepumpt wird und das darin befindliche Öl verdrängt. Bemerkenswert ist, dass einige Bereiche, die einmal mit wässriger Flüssigkeit gefüllt waren, sich auch wieder entleeren.

reichbare Zeitauflösung an der European Synchrotron Radiation Facility in Grenoble hängt von der lateralen Auflösung und der Toleranz der Probe gegenüber intensiver Röntgenstrahlung ab und liegt bei bis zu 50 ms für eine dreidimensionale Abbildung. Dies passt gut zu den typischen Strömungsgeschwindigkeiten im Ölfeld, die im Bereich weniger Mikrometer pro Sekunde liegen.

Bis man die komplexen Vorgänge, die der Öl-Wasser-Grenzfläche ihre genaue Form geben, vollständig enträtselt hat, sind noch viele Experimente notwendig. Es besteht aber die Hoffnung, dass man auch hier relativ einfache Gesetzmäßigkeiten findet, mit deren Hilfe sich wesentliche Kenngrößen allein anhand einfacher Probandaten (wie etwa Korngröße und Kontaktwinkel) hinreichend korrekt vorhersagen lassen.

Literatur

- [1] D. I. Goldman und H. L. Swinney, Phys. Rev. Lett. **96**, 145702 (2006)
- [2] A. Fingerle, K. Roeller, K. Huang und S. Herminghaus, New J. Phys. **10**, 053020 (2008)
- [3] H. Herrmann, Physik Journal, August 2005, S. 57
- [4] Ch. D. Willett, M. J. Adams, S. A. Johnson und J. P. K. Seville, Langmuir **16**, 9396 (2000)
- [5] M. Scheel et al., Nature Mat. **7**, 189 (2008)
- [6] Z. Fournier et al., J. Phys.: Condens. Matter **17**, S477 (2005)
- [7] M. Scheel, D. Geromichalos und S. Herminghaus, J. Phys.: Condens. Matter **16**, S4213 (2004)
- [8] S. Herminghaus, Adv. Phys. **54**, 221261 (2005)
- [9] R. A. Fisher, J. Agric. Sci. **16**, 492 (1926)
- [10] A. Donev et al., Science **303**, 990 (2004)

DIE AUTOREN

Ralf Seemann (FV Dynamik, Statistische Physik sowie Chemische Physik und Polymerphysik) studierte Physik in Konstanz und promovierte 2001 in Ulm, gefolgt von einem Forschungsaufenthalt in Santa Barbara. Seit 2003 ist er Gruppenleiter am MPI für Dynamik und Selbstorganisation in Göttingen und wurde 2007 auf eine Professur für Experimentalphysik an die Uni des Saarlandes berufen.



Martin Brinkmann (FV Dynamik, Statistische Physik) studierte Physik und Mathematik an der FU Berlin und am MPI für Kolloid- und Grenzflächenforschung in Potsdam, wo er 2003 promovierte. Nach einem Postdoc-Aufenthalt in Lille begann er 2005 als Gruppenleiter am MPI für Dynamik und Selbstorganisation.



Stephan Herminghaus (FV Dynamik, Statistische Physik) studierte und promovierte in Mainz. Nach einem Postdoc-Aufenthalt in San José (USA) habilitierte er sich 1994 in Konstanz. Von 1996 bis 1999 leitete er eine Nachwuchsgruppe am MPI für Kolloid- und Grenzflächenforschung Berlin, anschließend war er Professor in Ulm. Seit 2003 ist er Direktor am MPI für Dynamik und Selbstorganisation in Göttingen.



Neugierig?

Sachbücher
von
WILEY-VCH

www.wiley-vch.de/sachbuch

525510907_ba