

Lebende Cluster aus lichtaktivierten kolloidalen Mikroschwimmern

## STATISTISCHE PHYSIK

# Selbstgetriebene Teilchen

**Aktive Kolloide zeigen neue Nichtgleichgewichtseffekte und weisen den Weg zu Mikrorobotern der Zukunft.**

Benno Liebchen und Hartmut Löwen

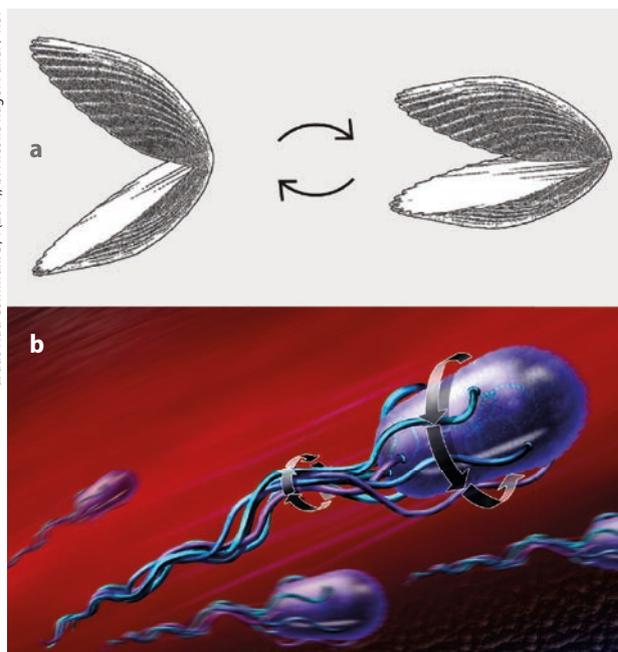
Aktive Materie besteht aus Bausteinen mit intrinsischem Antrieb und umfasst Systeme wie Bakterienkolonien, Fischschwärme und künstliche Mikroschwimmer. In diesem interdisziplinären Forschungsgebiet hilft die Physik, die selbstgetriebene Bewegung aktiver Partikel zu modellieren und ihr kollektives Verhalten im Nichtgleichgewicht zu verstehen und vorherzusagen. Die Erkenntnisse der Physik der aktiven Materie haben uns der Vision von Mikro-U-Booten, die Medikamente an Krebszellen liefern oder chirurgische Eingriffe vornehmen, näher gebracht.

**E**inige Bakterien wie *E. coli* oder *T. Majus* erreichen Geschwindigkeiten von 10 oder sogar 100 Körperlängen pro Sekunde. Das schaffen selbst die schnellsten

Motorboote kaum. Menschliche Schwimmer bewegen sich bestenfalls mit etwa 1,5 Körperlängen pro Sekunde fort. Doch wie schwimmen Bakterien überhaupt? Die Art, wie Menschen kralen oder Fische und Muscheln schwimmen, setzt stets Trägheitseffekte voraus. Auf der Größenskala von Bakterien – also wenigen Mikrometern – erzeugt dies keinen Vortrieb. Hier dominieren viskose Kräfte, die mit der linearen Ausdehnung  $l$  der Teilchen skalieren. Sie sind um viele Größenordnungen stärker als Trägheitskräfte, die mit der Masse bzw. mit  $l^3$  skalieren. Die Flüssigkeit erscheint hierdurch für Bakterien sehr dickflüssig, vergleichbar damit, als müsste ein Mensch durch Honig schwimmen. Ohne Trägheit findet Bewegung nur statt, solange Kräfte wirken.

In der Konsequenz würde sich eine Muschel nach Schrumpfung auf die Mikroskala nicht mehr fortbewegen.

ar. aus Nat. Commun. 5, 1 (2014); b. Nicole Rager Fuller / NSF



**Abb. 1** Eine Muschel bewegt sich fort, indem sie sich öffnet und schließt (a). Ein Bakterium wie *E. coli* schwimmt mithilfe von Flagellen, die kontinuierlich rotieren (b).

Sie schwimmt, indem sie sich langsam öffnet und schnell wieder schließt, wobei sie Trägkeitseffekte in der Flüssigkeit erzeugt (**Abb. 1a**). Eine Mikromuschel würde, abgesehen von Fluktuationen, nur um einen festen Raumpunkt oszillieren, weil sich die wirkenden Kräfte beim Öffnen und Schließen reziprok verhalten. Um bei niedriger Reynolds-Zahl, dem Verhältnis von trägen zu viskosen Kräften, zu schwimmen, braucht es nicht-reziproke Bewegungen („Scallop Theorem“) [1].

Wie also bewegen sich Bakterien fort? Sie besitzen mindestens ein Flagellum, das um ein Vielfaches länger ist als das Bakterium selbst (**Abb. 1b** und **Abb. 2a**). Bakterien rotieren dieses Flagellum ständig und erzeugen dadurch eine kontinuierliche nicht-reziproke Kraft auf die umgebende Flüssigkeit, die sie durch das zähe Medium schiebt. In vergleichbarer Weise müssten wir einen 15 Meter langen Korkenzieher nutzen, um uns durch Honig vorwärts zu schrauben. Dieses Kunststück vollbringen Bakterien mit einer erstaunlichen Effizienz, um gegen die thermischen Fluktuationen in ihrer Umgebung anzukommen.

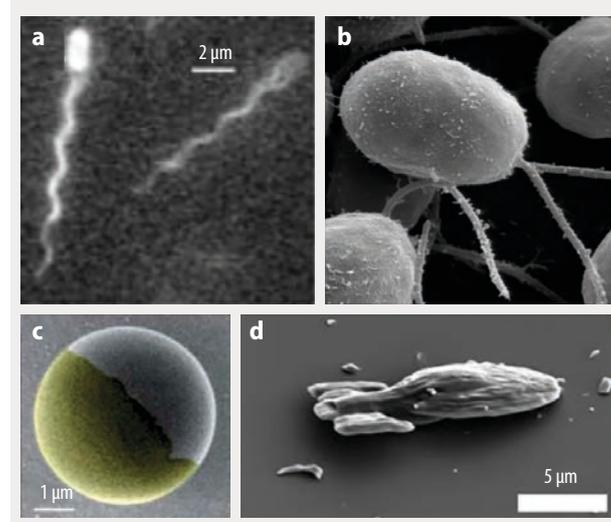
Bakterien sind nicht nur hervorragende Schwimmer, sondern können auch ihre Umgebung systematisch nach überlebensnotwendigen Chemikalien absuchen, miteinander kommunizieren und sich in Schwärmen organisieren. Vergleichbare Mikromaschinen lassen sich bis heute nicht künstlich herstellen. Wenn uns dies in Zukunft gelänge, wäre die Bühne frei für spektakuläre Anwendungen. So hat Richard Feynman 1959 in seinem Vortrag „There is plenty of room at the bottom“ die Vision eines Menschen der Zukunft gezeichnet, der eines Tages Mikroroboter schlucken könnte, die sich selbstständig durch unsere Blutgefäße bewegen und chirurgische Eingriffe durchführen. Allerdings erschien Feynmans Vision lange Zeit unerreichbar, da passende Antriebsmechanismen auf der Mikroskala

fehlten. Vor einigen Jahren jedoch ist mit der Realisation miniaturisierbarer „Motoren“ ein entscheidender Durchbruch gelungen. Ohne bewegliche Bauteile haben sie die Ära der künstlichen Mikroschwimmer eingeläutet [2]. Diese entfachen die Hoffnung auf Anwendungen, die von neuartigen Nichtgleichgewichtsmaterialien bis zu nanomedizinischen Applikationen reichen.

Wie aber funktionieren solche Mikromotoren, die auch bei kleinen Reynolds-Zahlen effizient genug sind, um gegen erhebliche thermische Fluktuationen anzukommen? Ein möglicher Mechanismus beruht darauf, mikrometerkleine Kolloidteilchen zu synthetisieren, welche die Symmetrie ihrer Umgebung brechen und eine Nichtgleichgewichtssituation erzeugen: Beschichtet man die Kolloidteilchen halbseitig mit einem chemisch katalytischen Material wie Gold (**Abb. 2c**) und setzt sie einem Bad aus Wasser und Wasserstoffperoxid aus, läuft die Reaktion  $H_2O_2 \rightarrow H_2O + 1/2 O_2$  bevorzugt an der Goldkappe ab. Der resultierende Konzentrationsgradient ruft einen osmotischen Druck auf die Flüssigkeitsmoleküle nahe der Oberfläche des Kolloidteilchens hervor. In der Folge bewegt sich die Flüssigkeit in die eine Richtung, das Kolloidteilchen aufgrund der Impulserhaltung in die andere.

Inzwischen ist es gelungen, verschiedene Antriebsmechanismen (**Abb. 3**) und Partikelformen (**Abb. 2d**) für künstliche Mikroschwimmer zu entwickeln. Hierzu gehören Kolloidteilchen, die das umgebende Medium unter Laserbestrahlung an ihrer beschichteten Halbseite lokal entmischen [2]. Mischungen aus Wasser und Lutidine sind ein gutes Beispiel für ein solches Medium, weil sie sich nahe der Zimmertemperatur entmischen. Ein anderes Beispiel sind thermophoretische Mikroschwimmer [3], deren Goldseite sich unter dem Einfluss von Laserlicht aufheizt. Beide Schwimmertypen nutzen statt eines endlichen Treibstoffs wie  $H_2O_2$  Licht und können (fast) beliebig lange schwimmen.

Eine weitere Klasse von Mikroschwimmern umfasst Öltröpfchen, die bestimmte Stoffe emittieren (oder ab-



**Abb. 2** Sowohl *E. coli*-Bakterien (a) als auch *Chlamydomonas*-Algen (b) besitzen Flagellen. Das synthetische Janus-Teilchen ist auf einer Seite mit Gold beschichtet (c). Mittels 3D-Druck wurden synthetische Mikroschwimmer hergestellt (d).

a: aus J. Bacteriol. 182, 2793 (2000); b: aus Wikimedia Commons; c: aus Soft Matter 7, 8810 (2011); d: aus Soft Matter 16, 10463 (2020)

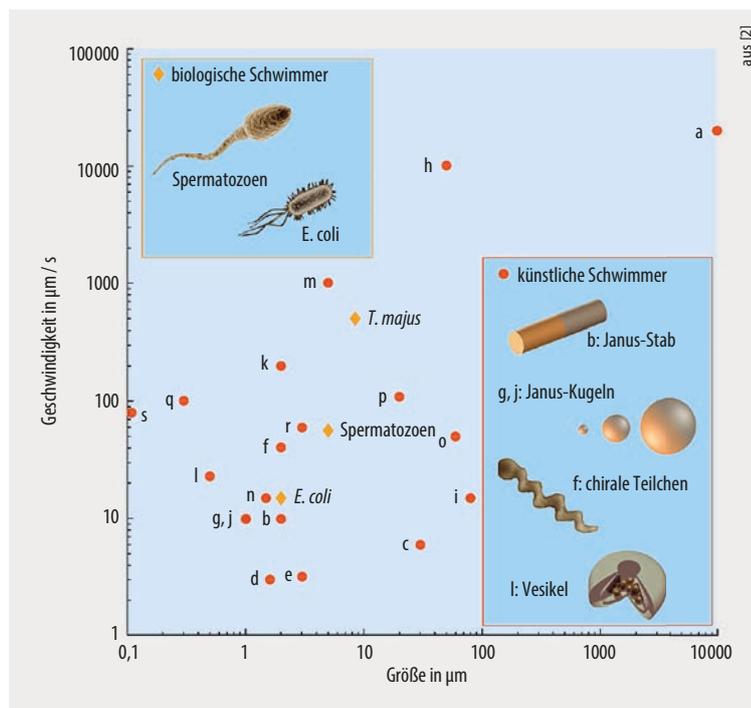
sorbieren) [4, 5], welche die Grenzflächenspannung beeinflussen. Dann führt der Stoffübergang entlang einer Grenzfläche zwischen zwei Flüssigkeiten aufgrund eines Gradienten der Oberflächenspannung (Marangoni-Effekt) zu einer Flüssigkeitsbewegung, die wiederum die Tröpfchen antreibt. Auf größeren Skalen, auf denen Trägheitseffekte eine Rolle spielen, gibt es Experimente mit zentimetergroßen Granularteilchen. Diese Teilchen lassen sich z. B. per 3D-Druck mit asymmetrischen Beinen ausstatten, mittels derer sie auf vibrierenden Platten fluktuierend, aber gerichtet „laufen“.

Im nächsten Schritt widmen wir uns der Beschreibung von Mikroschwimmern, ihren statistischen Eigenschaften und ihrem kollektiven Verhalten. Damit befinden wir uns im Kernbereich der Physik der aktiven Materie. Definitionsgemäß besteht aktive Materie aus Bausteinen, die sich selbstständig, d. h. in Abwesenheit externer Kräfte und großskaliger Gradienten, ballistisch durch ein uniformes Medium bewegen, bis thermische Fluktuationen ihre Bewegungsrichtung randomisieren. Im Allgemeinen kann aktive Materie aus mesoskopischen Komponenten bestehen, z. B. Bakterien, Algen, kolloidalen Mikroschwimmern und Tröpfchenschwimmern, die aufgrund ihrer geringen Größe ( $L \sim 1 \mu\text{m}$ ) erheblichen Fluktuationen unterliegen und vernachlässigbare Trägheitseffekte zeigen. Alternativ kann aktive Materie makroskopische Komponenten besitzen, wie granulare Mikroflieger ( $L \gtrsim 1 \text{mm}$ ), Fische oder Vögel, deren Größe bzw. Masse dazu führt, dass Trägheitseffekte auftreten. Je nach Umgebung ist zwischen nasser aktiver Materie (Mikroschwimmer und Fische im Wasser) und trockener aktiver Materie (granulare Mikroflieger, Vogelschwärme) zu unterscheiden.

Im Forschungsfeld der aktiven Materie trifft sich die Physik mit der Biologie (lebende Systeme), der Chemie (Probenpräparation), den Nanowissenschaften (Realisation funktionaler Mikroschwimmer) und der Medizin (Anwendungen). Die Physik steht hierbei mit der Statistischen Physik, der Biophysik und der Hydrodynamik an erster Stelle, wenn es darum geht, Antriebsmechanismen, Wechselwirkungen und kollektives Verhalten aktiver Teilchen grundsätzlich zu verstehen [2, 6].

### Aktive Brownsche Bewegung

Wir begeben uns nun auf die Suche nach einem möglichst einfachen Modell für ein einzelnes aktives Teilchen, und zwar ein effektives Modell, das die Bewegungsform künstlicher (oder biologischer) Mikroschwimmer vergrößert darstellt. Zunächst liegt es nahe, mit Bewegungsgleichungen für die Schwerpunktskoordinate und die Orientierung des aktiven Teilchens zu beginnen. Die vergleichsweise starken viskosen Kräfte führen einerseits dazu, dass Trägheitseffekte sehr schnell abklingen, sodass die Bewegung der Mikroschwimmer in hervorragender Näherung überdämpft ist. Andererseits rufen sie aufgrund der Stöße zwischen dem Mikroschwimmer und den umgebenden Flüssigkeitsmolekülen starke thermische Fluktuationen hervor (Fluktuations-Dissipations-Theorem). Unter der Annahme, dass die Antriebsgeschwindigkeit des aktiven Teilchens konstant ist,



**Abb. 3** Die Übersicht zeigt verschiedene Mikroschwimmer, ihre Größen und Geschwindigkeiten, die sich stark unterscheiden können. Die Buchstaben repräsentieren Beispiele für künstliche Mikroschwimmer [2].

folgt das Modell des aktiven Brownschen Teilchens, das im einfachsten Fall (zwei Dimensionen, isotropes Teilchen, keine externen Kräfte) auf folgenden stochastischen Bewegungsgleichungen beruht:

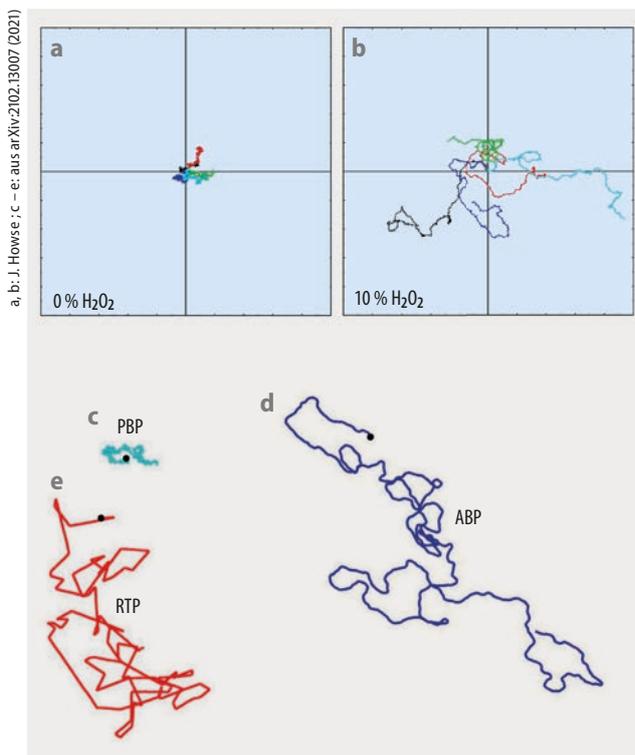
$$\dot{\vec{r}}(t) = v_0 \hat{n}(t) + \sqrt{2D} \vec{\eta}(t) \tag{1}$$

$$\hat{n}_i = (\cos \theta, \sin \theta) \tag{2}$$

$$\dot{\theta}(t) = \sqrt{2D_r} \xi(t) \tag{3}$$

Die überdämpfte Bewegung des Teilchens (1) längs seiner Trajektorie  $\vec{r}(t)$  (**Abb. 4**) erfolgt mit einer Antriebsgeschwindigkeit  $v_0$  in Richtung des momentanen Einheitsvektors  $\hat{n}(t)$ , der einen Winkel  $\theta$  mit der  $x$ -Achse einschließt (2). Dieser ändert kontinuierlich seine Richtung aufgrund von (weißem) Rauschen. Der Diffusionskoeffizient  $D$  legt die Rauschstärke fest,  $\vec{\eta}(t)$  und  $\xi(t)$  sind normalverteilte Zufallszahlen mit verschwindendem Mittel und Einheitsvarianz. Im Spezialfall  $v_0 = 0$  beschreibt die Gleichung überdämpfte passive Brownsche Bewegung [7], für die Einsteins Resultat  $\langle (\vec{r} - \vec{r}_0)^2 \rangle = 4Dt$  (in zwei Dimensionen) für die Zeitentwicklung der mittleren quadratischen Abweichung des Teilchenortes  $\vec{r}$  vom Ursprungsort  $\vec{r}_0$  gilt. Der Koeffizient  $D$ , charakterisiert die Stärke der Brownschen Rotationsbewegung der Teilchen, die z. B. in Flüssigkeiten darauf beruht, dass aktive Teilchen mit umgebenden Flüssigkeitsmolekülen nicht rein radial stoßen, sondern auch eine tangentielle Komponente haben.

Insgesamt lassen sich für  $v_0 \neq 0$  drei Phasen der Bewegung unterscheiden. Auf kurzen Zeitskalen ( $t \ll D/v_0^2$ ) ist die Bewegung durch die überdämpfte Brownsche Diffusion bestimmt. Die ensemble-gemittelte quadratische Abwei-



**Abb. 4** Die Trajektorien eines passiven (a) und eines aktiven (b) kolloidalen Mikroschwimmers unterscheiden sich stark. Die Computersimulationen (c – e) zeigen die Bewegung von überdämpften passiven (PBP) und aktiven (ABP) Brownschen Teilchen und von „Run & Tumble“-Teilchen (RTP). Experimentelle Details in [8].

chung vom Ursprungsort entwickelt sich proportional zur Zeit:  $\langle (\vec{r} - \vec{r}_0)^2 \rangle \propto t$  (blaue Linie in **Abb. 5**), wie Einstein für passive Brownsche Teilchen gezeigt hat. Auf mittleren Zeitskalen  $D/v_0 \ll t \ll 1/D_r$ , dominiert die Aktivität, und die Dynamik ist ballistisch, d. h. es gilt  $\langle (\vec{r} - \vec{r}_0)^2 \rangle \propto t^2$  (**Abb. 5**). Hierbei sind  $\tau_p = 1/D_r$  und  $v_0/D_r$  die Persistenzzeit und -länge. Sie legen fest, wie lange und wie weit sich ein aktives Brownsches Teilchen im statistischen Mittel ballistisch fortbewegt, ehe Rotationsdiffusion die Bewegungsrichtung randomisiert. Diese Situation ist vergleichbar mit einem betrunkenen Autofahrer, der mit Geschwindigkeit  $v_0$  fährt und nach der Persistenzzeit die Fahrtrichtung „verliert“. Zu späten Zeiten  $t \gg 1/D_r$  ist die Bewegung wieder diffusiv, und es gilt  $\langle (\vec{r} - \vec{r}_0)^2 \rangle \propto t$ , allerdings mit einem oft um mehrere Größenordnungen erhöhten effektiven Diffusionskoeffizienten  $D_{\text{eff}} = v_0^2/D_r$  (**Abb. 4, 5**). Die Bewegung eines aktiven Brownschen Teilchens führt also auf kurzen und auf langen Zeitskalen zu einer zeitlich kontinuierlichen Zufallsbewegung, besitzt aber auf mittleren Zeitskalen andere statistische Eigenschaften. Dies stimmt sehr gut mit den experimentellen Beobachtungen überein [8, 4].<sup>1)</sup>

Für Bakterien wird häufig das Run & Tumble-Modell betrachtet, das ähnliche statistische Eigenschaften wie das aktive Brownsche Teilchen zeigt (**Abb. 5**), mikroskopisch aber besser zur Bewegung von Bakterien passt. Dieses Modell beschreibt eine Dynamik, die aus zwei alternierenden Phasen besteht: Der Run-Phase, bei der sich das Teilchen mit Geschwindigkeit  $v_0$  geradlinig fortbewegt (**Abb. 4e**), und einer kurzen Tumble-Phase (Ecken in der Trajekto-

rie in **Abb. 4c**), die mit einer Rate  $\lambda$  auftritt und während derer die Orientierung des Teilchens randomisiert wird. Bakterien mit mehreren Flagellen zeigen die Run-Phase, wenn ihre Flagellen gebündelt bzw. etwa parallel ausgerichtet sind, und die Tumble-Phase durch „Entbündeln“ der Flagellen, die dann wie ein riesiges Ruder bei einem Schiff wirken. Am Ende des Manövers ist die Bewegungsrichtung zufällig. Auch im Run & Tumble-Modell ist die Bewegung auf mittleren Zeitskalen ballistisch mit einer charakteristischen Persistenzlänge von  $v_0/\lambda$  und auf großen Zeitskalen  $t \gg 1/\lambda$  diffusiv mit einem aktiven Diffusionskoeffizienten  $v_0^2/\lambda$  (**Abb. 5**).

### Komplexe Umgebungen

Wofür ist die Run & Tumble-Bewegung nützlich? Bakterien und künstliche Mikroschwimmer sind häufig komplexen Umgebungen ausgesetzt, z. B. Flüssigkeitsströmungen oder Schleimschichten, an denen sich die Viskosität ändert, und geometrischen Einschränkungen durch Gewebe oder Blutgefäße, durch welche sie navigieren müssen, um Nahrung zu finden. Bei ihrer Nahrungssuche können die Bakterien nicht „sehen“, wo eine hohe Konzentration überlebensnotwendiger Chemikalien vorliegt. Sie benötigen also eine geeignete Suchstrategie, die auf dem Run & Tumble-Verhalten basiert: In Anwesenheit externer Gradienten „messen“ Bakterien die Änderung der Konzentration der relevanten Moleküle (oder auch von Giftstoffen) entlang ihrer Bewegungsrichtung und passen die Rate an, mit der sie ihre Bewegungsrichtung randomisieren. Dies führt zu einem „Biased Random Walk“ hin zu hoher Nahrungskonzentration (Chemotaxis).

Auch künstliche Mikroschwimmer zeigen ein solches chemotaktisches Verhalten, obwohl ihnen die biochemische Maschinerie zum Messen von Konzentrationsgradienten fehlt. Analog dazu, wie selbstinduzierte Konzentrationsgradienten zu einer effektiven Fortbewegungskraft führen, erzeugen auch externe Konzentrationsgradienten eine Kraft und meist auch ein Drehmoment auf kolleidalen Mikroschwimmer. Dies führt zu einer gewichteten Zufallsbewegung, ähnlich wie für Run & Tumble-Bakterien in Nahrungsgradienten. Dies könnte es Mikroschwimmern künftig ermöglichen, Krebszellen anhand der von ihnen emittierten Moleküle zu suchen.

Viele Mikroschwimmer nutzen auch andere Gradienten, um ihre Bewegung auszurichten; z. B. Lichtintensitätsgradienten (Phototaxis, **Abb. 6a**) oder Gradienten von Magnetfeldern (Magnetotaxis), der Temperatur (Thermotaxis) oder des Gravitationsfeldes (Gravitaxis). Ein solches taxisches Verhalten eröffnet interessante Anwendungsperspektiven und bedeutet einen wichtigen Baustein, um die Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Mikroschwimmern zu verstehen.

<sup>1)</sup> Berücksichtigt man Trägheitseffekte, tritt ein viertes Regime bei sehr kurzen Zeiten auf, in dem die Teilchenbewegung ballistisch ist. Physikalisch entspricht dies z. B. für ein Kolloidteilchen in einer Flüssigkeit der Zeit bis zur ersten Kollision mit den umgebenden Flüssigkeitsmolekülen.

## Wechselwirkungen

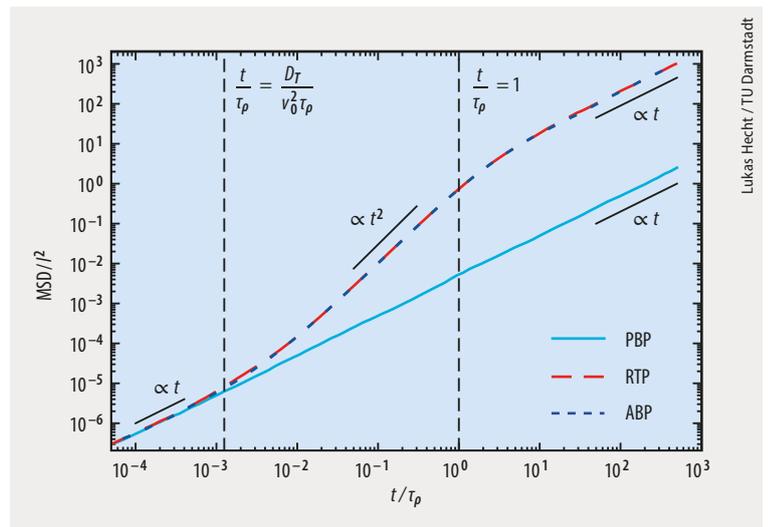
Ein Beispiel soll illustrieren, wie aktive Teilchen miteinander wechselwirken: Eine binäre Mischung aus zunächst passiven kolloidalen Quarzteilchen, von denen eine Spezies isotrop mit Gold beschichtet ist, wird mit Laserlicht bestrahlt. Befindet sich die Mischung in einem fast-kritischen Lösungsmittel aus Wasser und einer leicht öligen Substanz (Lutidine), die bei Raumtemperatur gerade noch gut mit Wasser mischt, ist Folgendes zu beobachten: Teilchen der einen Spezies (blau in **Abb. 6c**) bewegen sich auf die andere (rot in **Abb. 6c**) zu, ohne dass eine Gegenbewegung der roten Teilchen einsetzt. Sobald sich die beiden Teilchensorten berühren, verbinden sie sich zu einem „aktiven Molekül“, das sich mit einer charakteristischen Geschwindigkeit ballistisch fortbewegt. Offensichtlich trifft Newtons drittes Gesetz nicht auf die kolloidalen Teilchen zu, da spontan eine Schwerpunktsbewegung einsetzt.

Wie ist das möglich? Die goldbeschichtete Spezies absorbiert Laserlicht und heizt sich zusammen mit der umgebenden Flüssigkeit auf. Dadurch entmischen Wasser und Lutidine in der Umgebung dieser Teilchen. Die Konzentrationsprofile sind rein isotrop, sodass zunächst keine Bewegung einsetzt. Teilchen der anderen Spezies sind nun allerdings einem Konzentrationsgradienten ausgesetzt, der per Diffusiophorese zu ihrer Bewegung hin zu den beschichteten Teilchen führt. Der Bewegung der Teilchen und später der aktiven Moleküle ist eine Flüssigkeitsbewegung entgegengerichtet, die den Impulsgewinn auf Teilchenebene kompensiert.

Die Wechselwirkungen zwischen den Kolloidteilchen sind also effektive Wechselwirkungen, aus denen spannende Eigenschaften resultieren. Im Allgemeinen sind diese nicht nur nicht-reziprok, sondern können z. B. auch nicht-instantan sein, sodass sie von der Historie des Systems abhängen. Die chemischen oder phoretischen Wechselwirkungen sind nur ein Beitrag zu den komplexen Interaktionen aktiver Teilchen. Meist wird das kollektive Verhalten aktiver Teilchen auch von gewöhnlichen Körperkräften (sterische Repulsion, Van-der-Waals-Kräfte, magnetische und elektrische Kräfte) beeinflusst, die von passiven Kolloiden gut bekannt sind. Hinzu kommen hydrodynamische Wechselwirkungen, die sich von denen passiver Teilchen unterscheiden und darauf beruhen, dass die Bewegung eines aktiven Teilchens durch die umgebende Flüssigkeit eine Bewegung derselben induziert, die räumlich langsam abfällt und andere Teilchen im System beeinflusst. Diese hydrodynamischen Wechselwirkungen treten zwischen Bakterien oder zwischen künstlichen Mikroschwimmern auf und führen zu interessanten kollektiven Phänomenen.

## Kollektives Verhalten

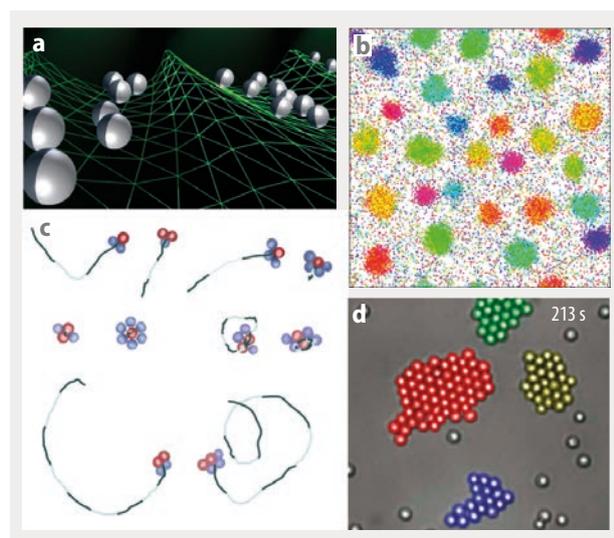
Seit der Doktorarbeit von Johannes Diderik van der Waals aus dem Jahr 1873 wissen wir, dass für passive Systeme eine Anziehung zwischen den Teilchen nötig ist, um eine Phasenkoexistenz von flüssig und gasförmig zu erreichen. Dabei tritt ein kritischer Punkt auf. Passive Systeme mit purer Teilchenrepulsion kristallisieren direkt aus dem Fluidum heraus, ohne flüssig-gasförmig-Koexistenz und ohne



**Abb. 5** Die mittlere quadratische Abweichung MSD des Teilchenortes vom Ausgangsort im Modell der aktiven Brownschen Bewegung (blau) und des Run & Tumble-Modells mit Translationsdiffusion (rot) entwickelt sich anders als für ein passives überdämpftes Brownsches Teilchen (cyan).

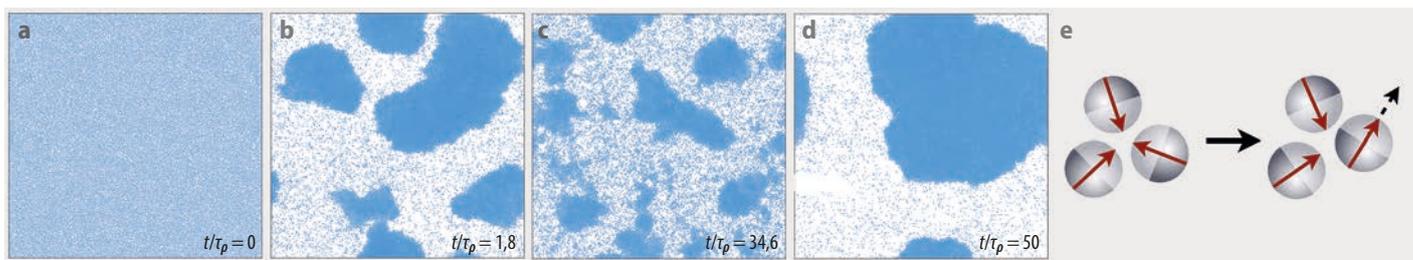
kritischen Punkt. Aktivität stellt dies auf den Kopf: Der Selbstantrieb (Motility) generiert dynamisch eine Phasenseparation von flüssig und gasförmig mit einem kritischen Punkt (Motility-Induced Phase Separation, MIPs, **Abb. 7**).

Qualitativ lässt sich die aktivitätsgenerierte Clusterbildung veranschaulichen: Stoßen drei aktive Kugeln, die sich gegenseitig abstoßen, in der Ebene gegeneinander (**Abb. 7e**), können sie sich dynamisch verkeilen. Nur wenn sich eine Kugel etwas wegdreht, können sie sich befreien. Das ist zufällig und passiert auf der Persistenz-Zeitskala  $\tau_p = 1/D_r$ . In der Zwischenzeit können aber weitere Teilchen auf den Cluster prallen, sodass er anwächst. Das passiert auf der



**Abb. 6** Phototaktische Kolloide organisieren sich in einem modulierten Lichtfeld zu Dichtewellen (a). Chirale aktive Teilchen (mit farbkodiertem Orientierungswinkel) synchronisieren sich in zwei Dimensionen und bilden Muster (b). Aktive kollektive Moleküle können aus passiven lichtabsorbierenden (c, rot) und nicht-absorbierenden Kolloidteilchen (blau) bestehen. Phoretisch wechselwirkende Kolloidteilchen bilden dynamische Cluster (d).

a: aus *Soft Matter* **15**, 5185 (2019); b: aus *Phys. Rev. Lett.* **119**, 058002 (2017); c: aus *J. Chem. Phys.* **150**, 094905 (2019); d: aus *Science* **339**, 936 (2013)



**Abb. 7** Die Computersimulationen zeigen aktive Brownsche Teilchen mit kurzreichweitiger repulsiver Wechselwirkung zu verschiedenen Zeitpunkten. Ausgehend vom uniformen Anfangszustand (a) bilden sich spontan Cluster (b), die im Laufe der Zeit anwachsen (c) und schließlich die motilitätsinduzierte Phasenseparation erreichen (d). Beim Stoß dreier aktiver sich abstoßender Kugeln können diese verkeilen (e). Rote Pfeile kennzeichnen den Selbstantrieb.

a - dt. aus arXiv:2102.13007; e: aus Phys. Rev. Lett. **110**, 288301 (2013)

Aggregationszeitskala  $\tau_a = a / v_0$ , wobei  $a = 1/\sqrt{\rho}$  der mittlere Teilchenabstand ist, der durch die Teilchenanzahldichte  $\rho$  festgelegt ist. Für  $\tau_a \gtrsim \tau_p$  können sich die drei Teilchen befreien. Für  $\tau_a \lesssim \tau_p$  sind dagegen in der Befreiungszeit  $\tau_p$  bereits andere Nachbarpartikel auf das Dreiercluster gestoßen. Dadurch wächst er bis zur Phasenseparation. Um MIPS zu erreichen, sind große Antriebsgeschwindigkeiten  $v_0$  und/oder hohe Dichten  $\rho$  nötig (**Abb. 7d**).

In einigen Experimenten mit Kolloiden, in denen zusätzlich phoretische und hydrodynamische Wechselwirkungen eine Rolle spielen, entstehen schon bei vergleichsweise niedrigen Dichten signifikante dynamische Cluster (**Abb. 6d**). Diese wachsen aber nicht beliebig an, sondern brechen kontinuierlich auf und bilden sich neu. Im Unterschied zu gewöhnlicher „passiver Materie“ zeigen diese Cluster also selbst ohne externe Kräfte eine persistente und komplexe intrinsische Dynamik und bilden einen neuartigen Zustand von Materie im Nichtgleichgewicht.

Ein weiteres Beispiel für das kollektive Verhalten aktiver Materie ist aktive Turbulenz [9, 10].<sup>2)</sup> Zudem ist es wichtig zu untersuchen, wie Aktivität die herkömmlichen Übergänge (Kristallisation, Glasbildung, Flüssig-Gas-Phasenseparation mit Attraktion etc.) beeinflusst. Hierzu gibt es viele neue Forschungsergebnisse. Beispielsweise können Kristalle infolge der Aktivität ihrer Komponenten anfangen zu wandern. Aktivität ist ein neuer Freiheitsgrad, der oft erst zur Bildung komplexer Strukturen führt. Beispiele sind die MIPS, die dynamische Clusterbildung oder die Muster synchronisierter Cluster chiraler aktiver Teilchen.

### Ausblick

Noch stehen wir im Forschungsfeld der aktiven Materie am Anfang einer Reise zum Verständnis grundsätzlicher Fragen: Wie verhalten sich Mikroschwimmer in komplexen Umgebungen, in Flüssigkristallen, in einem Kolloidkristall oder gar in Quantenfluiden? In solchen Medien sind die Grundgleichungen der aktiven Bewegung neu zu modellieren. Ferner gibt es zahlreiche Schnittstellen mit der Theorie der statistischen (Nichtgleichgewichts-)Physik. So ist etwa das Konzept der Entropie und des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik in aktiver Materie virulent und führt zur Diskussion nicht herkömmlicher aktivitätsdominierter Wärmekraftmaschinen im Mikro- und Nanobereich. Aber

auch gewohnte Konzepte wie die von Temperatur, Druck und Zustandsgleichungen gilt es, im Kontext der aktiven Materie neu zu denken. Sie werfen die (noch offene) Frage nach der Existenz einer Thermodynamik für aktive Systeme auf. Schließlich geht es darum, Möglichkeiten zu finden, Mikroschwimmer mit (künstlicher) Intelligenz auszustatten – vergleichbar mit den Fähigkeiten von Bakterien –, um den Zukunftsvisionen von Feynman näher zu kommen.

### Literatur

- [1] E. M. Purcell, Am. J. Phys. **45**, 3 (1977)
- [2] C. Bechinger et al., Rev. Mod. Phys. **88**, 045006 (2016)
- [3] M. Heidari et al., Langmuir **36**, 7775 (2020)
- [4] C. C. Maass et al., Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **7**, 171 (2016)
- [5] B. V. Hokmabad et al., Phys. Rev. X **11**, 011043 (2021)
- [6] P. Romanczuk et al., Eur. Phys. J. Spec. Top. **202**, 1 (2012); J. Elgeti, R. G. Winkler und G. Gompper, Rep. Prog. Phys. **78**, 056601 (2015); A. Zöttl und H. Stark, J. Condens. Matter Phys. **28**, 253001 (2016)
- [7] E. Frey und K. Kroy, Ann. Phys. **14**, 20 (2005)
- [8] J. R. Howse et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 048102 (2007)
- [9] H. H. Wensink et al., PNAS **109**, 14308 (2012)
- [10] H. Reinken et al., arXiv:2107.11130 (2021)

## Die Autoren



**Benno Liebchen** (FV Dynamik und Statistische Physik / Chemische Physik und Polymerphysik) promovierte 2014 in Hamburg und ging anschließend nach Edinburgh und Düsseldorf, wo er über weiche, biologische und aktive Materie forschte. Seit 2019 ist er Tenure Track Professor an der TU Darmstadt für die Theorie weicher Materie.

**Hartmut Löwen** (FV Dynamik und Statistische Physik) promovierte

1987 an der Uni Dortmund und ging anschließend an die LMU München Während eines Postdoc-Aufenthalts in Lyon begann er, über kolloidale Dispersionen zu forschen. Seit 1995 ist er Professor für Theoretische Physik an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf.



**Prof. Dr. Benno Liebchen**, TU Darmstadt, Hochschulstr. 8, 64289 Darmstadt und **Prof. Dr. Hartmut Löwen**, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Universitätsstr. 1, 40225 Düsseldorf

2) vgl. Physik Journal, Dezember 2021, S. 35