

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

Benno Liebchen und Hartmut Löwen

October 30, 2021

Abstract

Aktive Materie besteht aus Bausteinen mit einem intrinsischen Antrieb und umfasst Systeme wie Bakterienkolonien, Fischschwärme und künstliche Mikroschwimmer. In diesem sich rasch entwickelnden interdisziplinären Forschungsgebiet spielt neben Chemie, Biologie, Nano- und Materialwissenschaften die Physik eine Schlüsselrolle, insbesondere wenn es darum geht, die selbstgetriebene Bewegung von aktiven Partikeln zu modellieren und deren kollektives Verhalten im Nichtgleichgewicht zu verstehen, vorherzusagen und zu optimieren. Die Erkenntnisse der Physik der aktiven Materie haben uns der Vision von Mikro-U-Booten die Medikamente gezielt an Krebszellen liefern oder chirurgische Eingriffe vornehmen, einen wichtigen Schritt näher gebracht.

Einige Bakterien wie z.B. *E.coli* oder *T. Majus* erreichen Geschwindigkeiten von 10 oder sogar 100 Körperlängen pro Sekunde. Die schnellsten menschlichen Schwimmer bewegen sich dagegen mit etwa 1.5 Körperlängen pro Sekunde fort und selbst für die schnellsten Motorsportboote sind Geschwindigkeiten von 100 Bootslängen pro Sekunde kaum erreichbar. Hierbei erhebt sich die Frage, wie Bakterien überhaupt schwimmen, da die Art, wie Menschen kaulen, Fische und Muscheln schwimmen, stets Trägheitseffekte ausnutzt, was auf der Größenskala von Bakterien (wenige Mikrometer) keinen Vortrieb erzeugt. Denn auf der Mikrometer-Längenskala sind viskose Kräfte, die mit der linearen Ausdehnung l der Teilchen skalieren, 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 müssten wir durch Honig schwimmen. In Abwesenheit von Trägheit wiederum, findet Bewegung nur solange statt, wie Kräfte wirken. Eine Konsequenz hiervon ist, dass eine Muschel, die normalerweise schwimmt, indem sie sich langsam öffnet und schnell wieder schließt, um Trägheitseffekte in der Flüssigkeit zu erzeugen (Abb. 1a) nach Schrumpfung auf die Mikroskala nicht mehr fortbewegen würde. Genauer gesagt würde eine Mikromuschel, abgesehen von Fluktuationen, nur noch um

einen festen Raumpunkt oszillieren, weil sich die wirkenden Kräfte beim Öffnen und Schließen reziprok verhalten. Dies begründet das sogenannte ‘Scallop Theorem’, demgemäß Schwimmen bei niedriger Reynoldszahl, die das Verhältnis von trägen zu viskosen Kräften misst, nur durch nicht-reziproke Bewegungen möglich ist [1]. Wie also bewegen sich Bakterien fort? Nun, sie besitzen mindestens ein Flagellum, eine Art helikalen Korkenzieher, dessen Länge ihre Körperlänge um ein Vielfaches übersteigt. Dieses Flagellum rotieren sie kontinuierlich was im Unterschied zur reziproken Bewegung von Muscheln oder Fischen eine kontinuierliche nicht-reziproke Kraft auf die umgebende Flüssigkeit erzeugt und die Bakterien durch das zähe Medium schiebt (Abb. 1b und Abb. 2a). Dieser Schwimmmechanismus ist vergleichbar damit als würden wir einen 15 Meter langen Korkenzieher nutzen, um uns durch Honig vorwärts zu schrauben. Dieses Kunststück müssen Bakterien mit einer erstaunlichen Effizienz vollbringen um gegen die thermischen Fluktuationen in ihrer Umgebung anzukommen, deren Stärke vergleichbar damit ist als würden wir auf unserem Weg durch den Honig so stark durchgerüttelt dass wir jede Sekunde um eine Körperlänge von unserem Weg abkommen.

Bakterien sind nicht nur hervorragende Schwimmer, sondern können auch ihre Umgebung systematisch

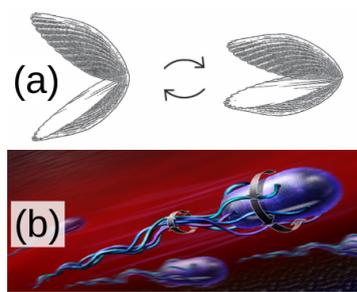


Figure 1: Schematische Darstellung der Bewegung einer Muschel [2] und eines *E.coli* Bakteriums [3].

nach überlebensnotwendigen Chemikalien absuchen, miteinander kommunizieren und sich in Schwärmen organisieren, wie wir noch genauer ausführen werden. Interessanterweise ist es bis heute nicht möglich vergleichbare Mikromaschinen künstlich herzustellen. Wenn uns dies in Zukunft allerdings gelänge so wäre die Bühne frei für eine Vielzahl spektakulärer Anwendungen. So hat Richard Feynman bereits 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 selbständig durch unsere Blutgefäße bewegen, um chirurgische Eingriffe durchzuführen.

Allerdings erschien Feynmans Vision etwa 50 Jahre lang ungreifbar fern, da passende Antriebsmechanismen auf der Mikroskala nicht verfügbar waren. Vor einigen Jahren ist mit der Realisation miniaturisierbarer “Motoren”, die ohne bewegliche Bauteile auskommen jedoch ein entscheidender Durchbruch gelungen, der die Ära der künstlichen Mikroschwimmer eingeläutet hat [4]. Diese Mikroschwimmer entfachen nun die Hoffnung auf spektakuläre Anwendungen, die von neuartigen Nichtgleichgewichtsmaterialien bis hin zu nanomedizinischen Applikationen reichen. Yuval Harari schrieb hierzu kürzlich in seinem einflussreichen Kultbuch *“Homo Deus”*:

“Forscher entwickeln zudem revolutionäre neue Behandlungsmethoden, die völlig anders funktionieren als bisherige Therapien. So sind beispielsweise in einigen Forschungslaboren bereits Nano-Roboter im Einsatz, die eines Tages unsere Blutgefäße absuchen, Krankheiten erkennen und Erreger sowie Krebszellen abtöten könnten.“

Wie aber funktionieren Mikromotoren die ohne bewegliche Elemente auskommen, bei kleinen Reynoldszahlen funktionieren und effizient genug sind um gegen erhebliche thermischen Fluktuationen anzukommen? Ein möglicher

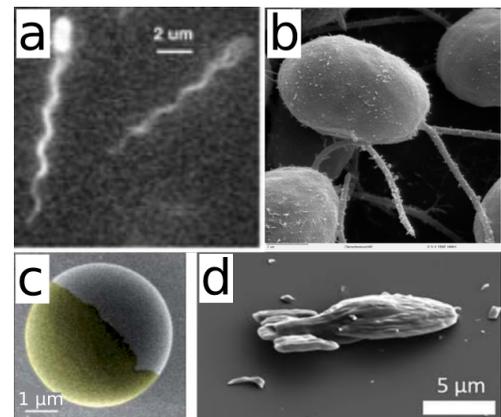


Figure 2: Fluoreszenzmikroskopische Aufnahme eines *E.coli* Bakteriums [5] (a); rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen von *Chlamydomonas*-Algen [6] (b), eines synthetischen Janus-Teilchens mit einer 20nm dicken Goldbeschichtung (angepasst aus [7]) (c) und von 3D gedruckten synthetischen Mikroschwimmern [8] (d).

Mechanismus beruht darauf, Mikrometer kleine Kolloidteilchen zu synthetisieren, die die Symmetrie ihrer Umgebung brechen und eine Nichtgleichgewichtssituation erzeugen: Beschichtet man die Kolloidteilchen halbseitig mit einem chemisch katalytischen Material wie z.B. Gold (Abb. 2c) und setzt sie einem Bad aus Wasser und Wasserstoffperoxid aus, dann läuft die Reaktion $H_2O_2 \rightarrow H_2O + \frac{1}{2}O_2$ bevorzugt an der Goldkappe ab. Der resultierende Konzentrationsgradient bricht die Symmetrie in der Umgebung des Teilchens und führt u.A. zu einem osmotischen Druck auf die Flüssigkeitsmoleküle nahe der Oberfläche des Kolloidteilchens. Hieraus resultiert eine gerichtete Flüssigkeitsbewegung und eine entgegengerichtete Bewegung des Kolloidteilchens verursacht (Impulserhaltung).

Inzwischen ist es gelungen eine Vielzahl von 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 [4]. Mischungen aus Wasser und Lutidine sind ein gutes Beispiel für ein solches Medium weil

deren Entmischung nahe der Zimmertemperatur geschieht. Ferner gehören auch sogenannte thermophoretische Mikroschwimmer [9], deren Goldseite sich unter dem Einfluss von Laserlicht aufheizt zu den künstlichen Mikroschwimmern. Diese beiden Schwimmertypen nutzen statt eines endlichen Treibstoffs wie H_2O_2 Licht und können (fast) beliebig lange schwimmen. Eine weitere Klasse von Mikroschwimmern umfasst z.B. Öltröpfchen, die bestimmte Stoffe emittieren (oder absorbieren) [10, 11], welche die Grenzflächenspannung beeinflussen und über den sogenannten Marangoni-Effekt zu einer Flüssigkeitsbewegung führen, die die Tröpfchen antreibt. Auf größeren Skalen, auf denen auch Trägheitseffekte eine Rolle spielen, erfreuen sich zudem Experimente mit zentimetergroßen Granulatteilchen zunehmender Beliebtheit. Diese Teilchen können z.B. per 3D Druck mit asymmetrischen Beinen ausgestattet werden, mittels derer sie auf vibrierenden Platten chaotisch aber gerichtet “laufen”.

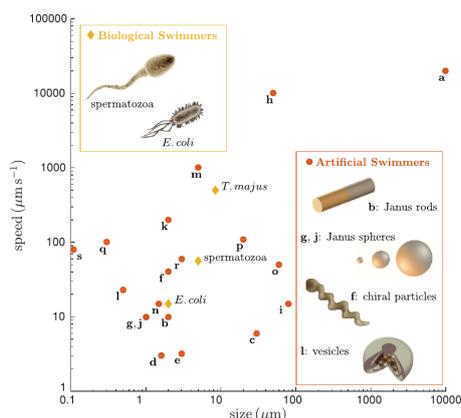


Figure 3: Übersicht über verschiedene Mikroschwimmer, ihre Größen und Geschwindigkeiten; siehe [4] für Details.

Nachdem wir nun die Antriebsmechanismen einiger Mikroschwimmer skizziert haben, fragen wir im Folgenden nach deren Beschreibung, statistischen Eigenschaften und dem faszinierenden kollektiven Verhalten von vielen Mikroschwimmern. Damit befinden wir uns im Kernbereich des Forschungsfeldes der Physik der *aktiven Materie*. Definitionsgemäß besteht aktive Materie aus Bausteinen, die sich selbständig, d.h. in Abwesenheit von externen Kräften und großskaligen Gradienten ballistisch durch ein uniformes Medium bewegen können bis thermische Fluktuationen ihre Bewegungsrichtung randomisieren. Im Allgemeinen

kann aktive Materie aus *mesoskopischen* Komponenten bestehen, wie z.B. Bakterien, Algen, kolloidalen Mikroschwimmern und Tröpfchenschwimmern, die aufgrund von ihrer Kleinheit ($L \sim 1\mu m$) erheblichen Fluktuationen unterliegen und vernachlässigbare Trägheitseffekte zeigen, oder aus *makroskopischen* Komponenten wie z.B. granularen Mikrofliegern ($(L \gtrsim 1mm)$), Fischen oder Vögeln deren Größe bzw. Masse dazu führt dass Trägheitseffekte wichtig sind. Desweiteren unterscheidet man je nach Umgebungsbeschaffenheit zwischen *nasser* aktiver Materie (Mikroschwimmer und Fische im Wasser) und *trockener* aktiver Materie (z.B. granulare Mikroflieger, Vogelschwärme). Inzwischen ist das Forschungsfeld der aktiven Materie zu einem Schmelztiegel verschiedener Disziplinen geworden. Hier 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, ein grundsätzliches Verständnis von Antriebsmechanismen, Wechselwirkungen und kollektivem Verhalten aktiver Teilchen zu erreichen [12, 13, 4, 14]. Im Folgendem betrachten wir zunächst einen einzelnen Mikroschwimmer um uns dann der Wechselwirkung von Mikroschwimmern und ihrem kollektivem Verhalten zuzuwenden.

1 Aktive Brownsche Bewegung

Wir begeben uns nun auf die Suche nach dem einfachst möglichen Modell für ein einzelnes aktives Teilchen. Hierbei interessieren wir uns zunächst nicht für den genauen Antriebsmechanismus, sondern suchen ein effektives Modell, das die Bewegungsform künstlicher (oder biologischer) Mikroschwimmer vergrößert darstellt. Welche Gleichungen werden hierbei benötigt? Zunächst liegt es nahe, mit Bewegungsgleichungen für die Schwerpunktskoordinate und die Orientierung des aktiven Teilchens zu beginnen. Um diese Gleichungen aufzuschreiben, können wir uns zunächst überlegen, dass die vergleichsweise starken viskosen Kräfte zwei wichtige Konsequenzen haben: einerseits führen sie zu einem sehr schnellen Abklingen von Trägheitseffekten, so dass die Bewegung der Mikroschwimmer in hervorragender

Näherung überdämpft ist; andererseits führen sie zu starken thermischen Fluktuationen (Fluktuations-Dissipations-Theorem), deren Ursache Stöße zwischen dem Mikroschwimmer und den umgebenden Flüssigkeitsmolekülen sind. Wenn wir nun noch annehmen, dass die Antriebsgeschwindigkeit des aktiven Teilchens konstant ist, gelangen wir zum Modell des aktiven Brownschen Teilchens, das im einfachsten Fall (zwei Dimensionen, isotropes Teilchen, keine externen Kräfte) auf folgenden stochastischen Bewegungsgleichungen beruht:

$$\begin{aligned}\dot{\vec{r}}(t) &= v_0 \hat{n}(t) + \sqrt{2D} \vec{\eta}(t); & \hat{n}_i &= (\cos \theta, \sin \theta) \\ \dot{\theta}(t) &= \sqrt{2D_r} \xi(t)\end{aligned}$$

Die erste dieser beiden Gleichungen beschreibt die überdämpfte Bewegung des Teilchens längs seiner Trajektorie $\vec{r}(t)$ mit einer Antriebsgeschwindigkeit v_0 in Richtung des momentanen Einheitsvektors $\hat{n}(t)$, dessen Richtung sich durch aufgrund des Einflusses von (weißem) Rauschen kontinuierlich ändert (zweite Gleichung). Hierbei legt der Diffusionskoeffizient D die Rauschstärke fest und $\vec{\eta}(t)$ und $\xi(t)$ sind normalverteilte Zufallszahlen mit verschwindendem Mittel und Einheitsvarianz. Im Spezialfall $v_0 = 0$ beschreibt die Gleichung überdämpfte passive Brownsche Bewegung [15], 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_r in der zweiten Gleichung charakterisiert die Stärke der Brownschen Rotationsbewegung der Teilchen, die z.B. für Teilchen in Flüssigkeiten darauf beruht, dass umgebende Flüssigkeitsmoleküle mit aktiven Teilchen nicht rein radial stoßen, sondern auch eine tangentielle Komponente haben. Exemplarische Trajektorien $\vec{r}(t)$ sind in Abb. 4c-e gezeigt.

Ingesamt 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 und die ensemble-gemittelte quadratische Abweichung 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 $D/v_0^2 \ll t \ll 1/D_r$ 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 sogenannte Persistenzzeit und -länge, die festlegen, wie lange und wie weit sich

ein aktives Brownsches Teilchen im statistischen Mittel ballistisch fortbewegt, ehe Rotationsdiffusion die Bewegungsrichtung randomisiert. In diesem Zusammenhang wird manchmal die Analogie eines blinden (oder betrunkenen) Autofahrers angeführt, der mit Geschwindigkeit v_0 fährt und nach einer typischen Persistenzzeit von $\tau_p = 1/D_r$ 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 (Abb. 5), der durch $D_{\text{eff}} = v_0^2/D_r$ gegeben ist. Die Bewegung eines aktiven Brownschen Teilchens führt also auf kurzen und auf langen Zeitskalen zu einer zeitlich kontinuierlichen Zufallsbewegung; sie hat aber auf mittleren Zeitskalen andere statistische Eigenschaften, was in sehr guter Übereinstimmung mit experimentellen Beobachtungen steht [16, 4].¹

Besonders im Kontext von Bakterien wird häufig eine Variante dieses Modells, das sogenannte Run & Tumble Modell betrachtet, das ähnliche statistische Eigenschaften wie das Modell des aktiven Brownschen Teilchens 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 (gerade Elemente der Trajektorie in Abb. 4e), und einer kurzen tumble-Phase (Ecken in der Trajektorie in Abb. 4e), die mit einer Rate λ 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. Dieser Effekt auf die Bewegung so groß ist, dass die Bewegungsrichtung am Ende des Manövers zufällig ist. Auch im run & tumble Modell ist die Bewegung auf mittleren Zeitskalen ballistisch mit einer charakteristischen Persistenzlänge von v_0/λ und auf großen Zeitskalen $t \gg 1/\lambda$ diffusiv mit einem aktiven Diffusionskoeffizienten v_0^2/λ (siehe

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

Abb. 5).

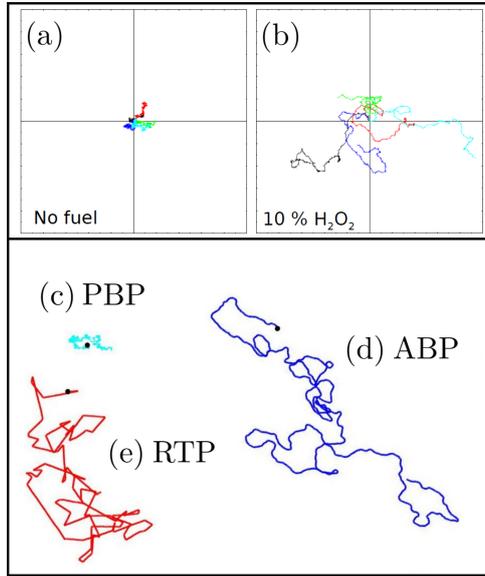


Figure 4: Trajektorien eines passiven (a) und eines aktiven (b) kolloidalen Mikroschwimmers. (Freundlicherweise von Jonathan Howse zu Verfügung gestellt); siehe [16] für experimentelle Details; (c)-(e) Computersimulationen von überdämpften passiven (PBP) und aktiven (ABP) Brownschen Teilchen und von run & tumble Teilchen (RTP) [17].

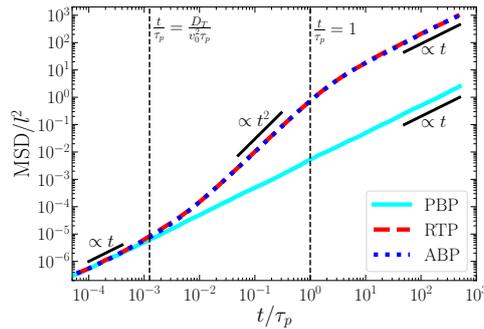


Figure 5: Exemplarische Zeitentwicklung der mittleren quadratischen Abweichung des Teilchenortes vom Ausgangsort im Modell der aktiven Brownschen Bewegung (blau) und des run & tumble Modells mit Translationsdiffusion (rot) im Vergleich zu einem passiven überdämpften Brownschen Teilchen (cyan). (Freundlicherweise von Lukas Hecht zu Verfügung gestellt.)

2 Komplexe Umgebungen

Wofür ist die run & tumble nützlich? Bakterien und künstliche Mikroschwimmer sind häufig komplexen Umgebungen ausgesetzt, wie z.B. Flüssigkeitsströmungen oder Schleimschichten, an denen sich die Viskosität ändert, und geometrischen Einschränkungen durch Gewebe, Blutgefäße usw., durch die Bakterien navigieren müssen, um Nahrung zu finden. Wenn wir also fragen, wie Bakterien ihre Nahrung in einer komplexen Umgebung finden, dann müssen wir beachten, dass sie nicht “sehen” können, wo eine hohe Konzentration überlebensnotwendiger Chemikalien vorliegt. Sie benötigen also eine geeignete Suchstrategie, deren Ausgangspunkt das run & tumble Verhalten darstellt: In Anwesenheit externer Gradienten “messen” Bakterien die Änderung der Konzentration der relevanten Moleküle (und z.B. 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, was auch als “Chemotaxis” bekannt ist. Diese Strategie dient den Bakterien als robuster Navigationsmechanismus, um Nahrung zu suchen und Giftstoffe zu vermeiden.

Interessanterweise zeigen auch einige künstliche Mikroschwimmer ein entsprechendes chemotaktisches Verhalten, obwohl ihnen die biochemische Maschinerie zum Messen von Konzentrationsgradienten fehlt. Dies ist möglich, weil künstliche Mikroschwimmer natürlich nicht zwischen selbsterzeugten Konzentrationsgradienten und externen Gradienten unterscheiden können. Folglich erzeugen auch externe Konzentrationsgradienten eine Kraft und im Allgemeinen auch ein Drehmoment auf kolloidale Mikroschwimmer, was zu einer gewichteten Zufallsbewegung führt, ähnlich zu der von run & tumble Bakterien in Nahrungsgradienten. Dies könnte in Zukunft möglicherweise ausgenutzt werden, um es Mikroschwimmern zu ermöglichen, Krebszellen anhand der von diesen emittierten Molekülen zu suchen.

Neben diesem chemotaktischen Verhalten können viele Mikroschwimmer ihre Bewegung auch an einer Vielzahl weiterer Gradienten ausrichten; z.B. an Lichtintensitätsgradienten (Phototaxis) was zur Steuerung der Mikroschwimmerbewegung

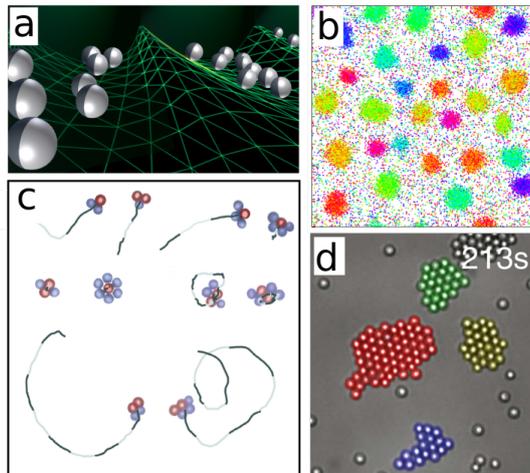


Figure 6: a.) Schematische Illustration von phototaktischen Kolloiden, die sich in einem modulierten Lichtfeld zu Dichtewellen organisieren [18]; b.) Musterbildung und Synchronisation von chiralen aktiven Teilchen mit farbkodiertem Orientierungswinkel in zwei Dimensionen [19]; c.) aktive kolloidale Moleküle bestehend aus passiven lichtabsorbierenden (rot) und nicht-absorbierenden Kolloidteilchen (blau) [20]; d.) dynamische Cluster phoretisch wechselwirkender Kolloidteilchen [21].

mittels modulierter Laser genutzt werden kann (Abb. 6a), oder an Gradienten von Magnetfeldern (Magnetotaxis), der Temperatur (Thermotaxis) oder des Gravitationsfeldes (Gravitaxis).

Im nächsten Abschnitt werden wir sehen, dass ein solches “taxisches” Verhalten nicht nur interessante Anwendungsperspektiven eröffnet, sondern auch einen wichtigen Baustein zum Verständnis der Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Mikroschwimmern darstellt.

3 Wechselwirkungen

Wie wechselwirken mehrere aktive Teilchen miteinander? Um uns dieser Frage anzunähern betrachten wir zunächst ein Beispiel, in dem eine binäre Mischung aus zunächst passiven kolloidalen Quarzteilchen, von denen eine Spezies isotrop mit Gold beschichtet ist, mit Laserlicht bestrahlt wird. 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, so macht man folgende erstaunliche Beobachtung: Teilchen der einen Spezies (blau in Abb. 6c) bewegen sich auf

die andere Spezies (rot in Abb. 6c) zu, ohne dass eine Gegenbewegung der roten Teilchen stattfindet. Sobald sich die beiden Teilchensorten berühren, verbinden sie sich zu einem “aktiven Molekül”, das sich dauerhaft mit einer charakteristischen Geschwindigkeit ballistisch fortbewegt, die im Experiment beobachtet werden kann (Abb. 6c). Offensichtlich trifft Newton’s drittes Gesetz, $actio=reactio$ nicht auf die kolloidalen Teilchen zu, da spontan eine Schwerpunktsbewegung einsetzt. Wie ist das möglich?

Betrachten wir das vorliegende System etwas genauer. Die goldbeschichtete Spezies absorbiert Laserlicht und heizt sich zusammen mit der umgebenden Flüssigkeit auf. Dies führt zu einem lokalen Entmischen von Wasser und Lutidine in der Umgebung dieser Teilchen. Die entsprechenden Konzentrationsprofile sind rein isotrop, so dass zunächst keine Bewegung einsetzt. Teilchen der anderen Spezies (blau) sind nun allerdings einem Konzentrationsgradienten ausgesetzt der, genau wie oben beschrieben, per Diffusiophorese zu einer Bewegung dieser Teilchen hin zu den roten Teilchen führt. Die Bewegung der blauen Teilchen und später der aktiven Moleküle wird von einer entgegengerichteten Flüssigkeitsbewegung begleitet, die den Impulsgewinn auf Teilchenebene kompensiert. Die Wechselwirkungen zwischen den Kolloidteilchen sind also effektive Wechselwirkungen, was zu einer Reihe von spannenden Eigenschaften führen kann. Im Allgemeinen sind diese nicht nur nicht-reziprok, sondern können z.B. auch nicht-instantan sein, so dass sie von der Historie des Systems abhängen.

Die beschriebenen sogenannten “chemischen” oder “phoretischen Wechselwirkungen” bilden nur einen Beitrag zu den komplexen Interaktionen aktiver Teilchen, die ein wichtiger Gegenstand aktueller Forschung sind. Im Allgemeinen wird das kollektive Verhalten aktiver Teilchen auch von gewöhnlichen Körperkräften (sterische Repulsion, van der Waals, magnetisch, elektrisch usw.) 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 genauso wie zwischen

künstlichen Mikroschwimmern auf und können ebenso wie die phoretischen Wechselwirkungen zu einer Vielzahl interessanter kollektiver Phänomene führen, wie wir im nächsten Abschnitt sehen werden.

4 Kollektives Verhalten

Um uns der Phänomenologie vieler miteinander wechselwirkender aktiver Teilchen anzunähern, beginnen wir zunächst mit dem einfachsten möglichen System aus aktiven Brownschen Teilchen, die rein repulsiv (sterisch) miteinander wechselwirken, und behandeln anschließend Effekte von hydrodynamischen und phoretischen Wechselwirkungen. Seit der berühmten

Doktorarbeit von Johannes Diderik van der Waals aus dem Jahr 1873 wissen wir, dass man für passive Systeme eine Anziehung zwischen den Teilchen benötigt, um eine flüssig-gas Phasenkoexistenz zu erreichen. Dabei tritt auch ein kritischer Punkt auf. Passive Systeme mit purer Teilchenrepulsion kristallisieren dagegen direkt aus dem Fluidum heraus, ohne flüssig-gas Koexistenz und ohne kritischen Punkt. Aktivität stellt dies auf den Kopf: der Selbstantrieb (englisch: *motility*) generiert dynamisch eine flüssig-gas Phasenseparation mit einem kritischen Punkt. Dieses Verhalten wird heute als MIPS (*motility-induced phase separation*) bezeichnet.

Qualitativ kann man die aktivitätsgenerierte Clusterbildung mit folgendem einfachen Zeitskalenargument veranschaulichen: in Abb. 7 f ist ein Dreierstoß zwischen drei aktiven sich abstossenden Kugeln, die sich in der Ebene bewegen, gezeigt. Der Selbstantrieb, welcher die Fortbewegungsrichtung festlegt, ist als roter Pfeil auf den Teilchen gezeigt. Irgendwann stoßen die drei Teilchen so zusammen, dass ihre Fortbewegungsrichtungen aufeinanderprallen. Dann sind sie dynamisch verkeilt, weil sie aufeinander drücken. Befreien können sich die drei Teilchen nur, wenn sich eins von ihnen etwas wegdreht. Das ist zufällig und passiert deswegen auf der Persistenz-Zeitskala $\tau_p = 1/D_r$. In der Zwischenzeit können aber weitere Teilchen auf den Cluster prallen, so dass der Cluster anwächst. Das passiert auf der Aggregationszeitskala $\tau_a = a/v_0$, wobei $a = 1/\sqrt{\rho}$ der mittlere Teilchenabstand ist, der durch die Teilchenanzahldichte ρ festgelegt ist. Ist $\tau_a \gtrsim \tau_p$ können sich die drei Teilchen typischerweise befreien. Im umgekehrten Fall $\tau_a \lesssim \tau_p$ dagegen sind in der Befreiungszeit τ_p bereits

andere Nachbarpartikel auf das Dreiercluster gestoßen, so dass der Cluster wächst – bis hin zur Phasenseparation. Dieses Argument zeigt, dass man große Antriebsgeschwindigkeiten v_0 und/oder hohe Dichten ρ benötigt, um MIPS zu erreichen. In Abb. 7 ist das Ergebnis einer Simulation gezeigt, in der man die motilitätsinduzierte Phasenseparation sieht. 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). Interessanterweise wachsen diese im Unterschied zu MIPS nicht beliebig an, sondern brechen kontinuierlich auf und bilden sich neu. Im Unterschied zu gewöhnlicher “passiver Materie” zeigen diese Cluster also selbst in Abwesenheit externer Kräfte eine persistente und komplexe intrinsische Dynamik und bilden einen neuartigen Zustand von Materie im Nichtgleichgewicht.

Ein weiteres interessantes Beispiel für das kollektive Verhalten aktiver Materie ist *aktive Turbulenz* (Abb. 8) [23, 24], die kürzlich in Ausgabe XX des Physik Journals ausführlich diskutiert wurde.

Natürlich ist es auch hochinteressant zu studieren, wie Aktivität die herkömmlichen Übergänge (Kristallisation, Glasbildung, flüssig-gas-Phasenseparation mit Attraktion etc.) beeinflusst. Hierzu gibt es mittlerweile viele neue Forschungsergebnisse. Beispielsweise können Kristalle infolge der Aktivität der enthaltenen Komponenten anfangen zu wandern oder zu “fliegen”. Aktivität ist ein neuer komplexer Freiheitsgrad, der oft erst zur Bildung komplexer Strukturen führt, wie z.B. im Beispiel der motilitätsinduzierten Phasenseparation (Abb. 7), der dynamischen Clusterbildung (Abb. 6c) oder den in Abb. 6b gezeigten Mustern die synchronisierte Cluster von sogenannten chiralen aktiven Teilchen zeigen.

5 Ausblick

Das interdisziplinäre Forschungsgebiet der aktiven Materie wird sich in vielfältiger Weise weiterentwickeln. Noch stehen wir am Anfang einer Reise zum Verständnis grundsätzlicher Fragen wie der danach, wie Mikroschwimmer sich in komplexen Umgebungen wie z.B. viskoelastischen Medien (wie in einer Polymerlösung, in Flüssigkristallen, in einem Kolloidkristall etc) oder gar in Quantenfluiden verhalten. In solchen Medien sind die Grundgleichungen der aktiven Bewegung

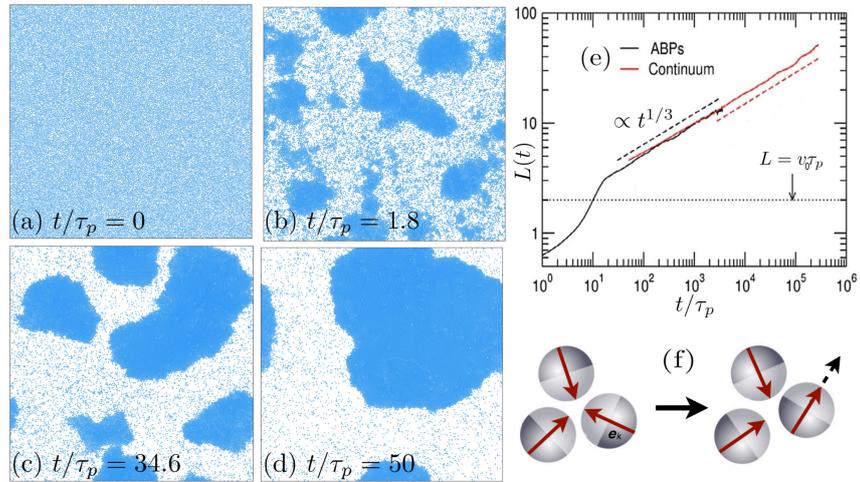


Figure 7: (a)-(d) Schnappschüsse aus Computersimulationen von aktiven Brownschen Teilchen mit kurzreichweitiger repulsiver Wechselwirkung zu verschiedenen Zeitpunkten (siehe [17] für Details). Ausgehend von einem uniformen Anfangszustand (a) bilden sich spontan Cluster (b), die im Laufe der Zeit anwachsen (c) und schließlich vollständige motilitätsinduzierte Phasenseparation (MIPS) erreichen (d). (e) Mittlere Clustergröße als Funktion der Zeit im Vergleich mit dem charakteristischen Lifschitz-Slyozov $L(t) \propto t^{1/3}$ Gesetz für diffusives Wachstum; (f) Aggregationsmechanismus. Quelle: [22] für Abb. (f).

neu abzuleiten und 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 von nicht herkömmlichen aktivitätsdominierten Wärmekraftmaschinen im Mikro- und Nanobereich. Aber auch gewohnte Konzepte wie die von Temperatur, Druck und Zustandsgleichungen müssen im Kontext der aktiven Materie neu erdacht werden und werfen die (noch offene) Frage nach der Existenz einer Thermodynamik für aktive Systeme auf. Schließlich betrifft eine weitere zukunftsweisende Forschungsrichtung die Suche nach Möglichkeiten Mikroschwimmer mit (künstlicher) Intelligenz auszustatten, um sie mit Fähigkeiten wie denen von Bakterien auszustatten und so den Zukunftsvisionen von Feynman und Harari näher zu kommen.

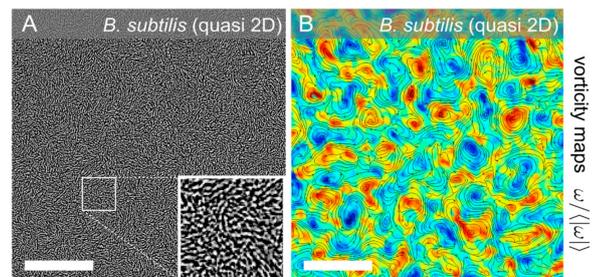


Figure 8: Bakterielle Turbulenz – Links: experimenteller Schnappschuss einer hochkonzentrierten zweidimensionalen Bakteriensuspension. Rechts: Zugehöriges Wirbelfeld wobei rote und blaue Bereiche jeweils für stark rechts- und linksdrehende Bereiche stehen; siehe [23] für Details.

6 Die Autoren

Benno Liebchen promovierte 2014 in Hamburg über nichtlineare Dynamik 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 Theorie weicher Materie.



Hartmut Löwen promovierte 1987 an der Universität Dortmund über Phasenübergänge in Polaronensystemen. Anschließend ging er an die LMU München, wo er über Oberflächenschmelzen und klassische Dichtefunktionaltheorie arbeitete. Während eines Postdoktorandenaufenthalts in Lyon begann er über kolloidale Dispersionen zu forschen. Seit 1995 ist er Professor für Theoretische Physik an der Heinrich-Heine Universität Düsseldorf.



References

- [1] E. M. Purcell, American Journal of Physics **45**, 3 (1977).
- [2] T. Qiu *et al.*, Nature Communications **5**, 1 (2014).
- [3] N. R. Fuller, How escherichia coli move, https://www.nsf.gov/news/mmg/media/images/ecoli_h1.jpg, Zugriff: 17.08.2021.
- [4] C. Bechinger *et al.*, Reviews of Modern Physics **88**, 045006 (2016).
- [5] L. Turner, W. S. Ryu, and H. C. Berg, Journal of Bacteriology **182**, 2793 (2000).
- [6] <https://de-academic.com/dic.nsf/dewiki/255748>, Zugriff: 17.08.2021.
- [7] G. Volpe, I. Buttinoni, D. Vogt, H.-J. Kümmerer, and C. Bechinger, Soft Matter **7**, 8810 (2011).
- [8] R. P. Doherty *et al.*, Soft Matter **16**, 10463 (2020).
- [9] M. Heidari, A. Bregulla, S. M. Landin, F. Cichos, and R. von Klitzing, Langmuir **36**, 7775 (2020).
- [10] C. C. Maass, C. Krüger, S. Herminghaus, and C. Bahr, Annual Review of Condensed Matter Physics **7**, 171 (2016).
- [11] B. V. Hokmabad *et al.*, Physical Review X **11**, 011043 (2021).
- [12] P. Romanczuk, M. Bär, W. Ebeling, B. Lindner, and L. Schimansky-Geier, The European Physical Journal Special Topics **202**, 1 (2012).
- [13] J. Elgeti, R. G. Winkler, and G. Gompper, Reports on Progress in Physics **78**, 056601 (2015).
- [14] A. Zöttl and H. Stark, Journal of Physics: Condensed Matter **28**, 253001 (2016).
- [15] E. Frey and K. Kroy, Annalen der Physik **14**, 20 (2005).
- [16] J. R. Howse *et al.*, Physical Review Letters **99**, 048102 (2007).
- [17] L. Hecht, J. Ureña, and B. Liebchen, arXiv preprint arXiv:2102.13007 (2021).
- [18] C. Lozano, B. Liebchen, B. Ten Hagen, C. Bechinger, and H. Löwen, Soft Matter **15**, 5185 (2019).
- [19] B. Liebchen and D. Levis, Physical Review Letters **119**, 058002 (2017).
- [20] F. Schmidt, B. Liebchen, H. Löwen, and G. Volpe, The Journal of Chemical Physics **150**, 094905 (2019).
- [21] I. Theurkauff, C. Cottin-Bizonne, J. Palacci, C. Ybert, and L. Bocquet, Physical Review Letters **108**, 268303 (2012).
- [22] I. Buttinoni *et al.*, Physical Review Letters **110**, 238301 (2013).
- [23] H. H. Wensink *et al.*, Proceedings of the National Academy of Sciences **109**, 14308 (2012).

- [24] H. Reinken, S. Heidenreich, M. Bär, and S. H. Klapp, arXiv preprint arXiv:2107.11130 (2021).