

AUTOREFERAT

1 IMIĘ I NAZWISKO

Maciej Krzysztof Lisicki

2 POSIADANE DYPLOMY I STOPNIE NAUKOWE

- **Doktor nauk fizycznych w zakresie fizyki**

Data: 29 września 2015

Tytuł rozprawy: *Evanescent wave scattering by optically anisotropic Brownian particles*

Promotor: prof. dr hab. Bogdan Cichocki

Jednostka naukowa: Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

- **Magister fizyki**

Data: 29 kwietnia 2011

Tytuł pracy: *One-particle correlation function in evanescent wave dynamic light scattering*

Promotor: prof. dr hab. Bogdan Cichocki

Jednostka naukowa: Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

3 INFORMACJE O DOTYCHCZASOWYM ZATRUDNIENIU W JEDNOSTKACH NAUKOWYCH

- **Adiunkt naukowo-dydaktyczny**, od lutego 2019

Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

- **Staż podoktorski**, grudzień 2015 – styczeń 2019

University of Cambridge, Cambridge, Wielka Brytania

- **Naukowiec wizytujący, David Crighton Fellow**, wrzesień – grudzień 2015

University of Cambridge, Cambridge, Wielka Brytania

- **Naukowiec wizytujący**, kwiecień 2011 – czerwiec 2014

Forschungszentrum Jülich, Niemcy

- **Doktorant**, czerwiec 2011 – wrzesień 2015

Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

4 OMÓWIENIE OSIĄGNIĘĆ, O KTÓRYCH MOWA W ART. 219 UST. 1 PKT. 2 USTAWY

A. TYTUŁ OSIĄGNIĘCIA NAUKOWEGO

Cykl publikacji pt.:

Anizotropia oddziaływań hydrodynamicznych w ograniczonej geometrii

B. LISTA PUBLIKACJI WCHODZĄCYCH W SKŁAD OSIĄGNIĘCIA (odwrotny porządek chronologiczny)

- [A1] R. Waszkiewicz, **M. Lisicki**[†],
Hydrodynamic effects in the capture of rod-like molecules by a nanopore,
J. Phys. Condens. Matter **33**, 104005 (2021). ([†] autor korespondencyjny)
- [A2] A. Daddi-Moussa-Ider*, **M. Lisicki***, A.J.T.M. Mathijssen*,
Surface rheotaxis of three-sphere microrobots with cargo,
Phys. Rev. Applied **14**, 024071 (2020). (* równy wkład autorów w pracę)
- [A3] H.R. Vutukuri, **M. Lisicki**, E. Lauga, J. Vermant,
Light-switchable propulsion of active particles with reversible interactions,
Nat. Commun. **11**, 2628 (2020).
- [A4] A. Daddi-Moussa-Ider, **M. Lisicki**, S. Gekle, A. M. Menzel, H. Löwen
Hydrodynamic coupling and rotational mobilities near planar elastic membranes,
J. Chem. Phys. **149**, 014901 (2018). Wyróżniony jako *JCP Editor's Choice 2018*.
- [A5] A. Daddi-Moussa-Ider, **M. Lisicki**, A.J.T.M. Mathijssen, C. Hoell, S. Goh, J. Bławdziewicz, A. M. Menzel, H. Löwen,
State diagram of a three-sphere microswimmer in a channel,
J. Phys.: Condens. Matter **30**, 254004 (2018).
- [A6] A. Daddi-Moussa-Ider, **M. Lisicki**, C. Hoell, H. Löwen,
Swimming trajectories of a three-sphere microswimmer near a wall,
J. Chem. Phys. **148**, 134904 (2018).
- [A7] L. Koens*, **M. Lisicki***, E. Lauga,
The non-Gaussian tops and tails of diffusing boomerangs,
Soft Matter **13**, 2977 (2017). (* równy wkład autorów w pracę)
- [A8] A. Daddi-Moussa-Ider*, **M. Lisicki***, S. Gekle
Mobility of an axisymmetric particle near an elastic interface,
J. Fluid Mech. **811**, 210 (2017). (* równy wkład autorów w pracę)
- [A9] **M. Lisicki**, B. Cichocki, E. Wajnryb,
Near-wall diffusion tensor of an axisymmetric colloidal particle,
J. Chem. Phys. **145**, 034904, (2016).

Szczegółowe informacje dotyczące mojego wkładu do powyższych publikacji zamieszczono w Załączniku nr 4.

Przedstawiony autoreferat jest tłumaczeniem wersji oryginalnie napisanej w języku angielskim, z którą Czytelnik może zapoznać się w Załączniku nr 3.

C. OPIS OSIĄGNIĘCIA NAUKOWEGO

Wprowadzenie

Zagadnienia dotyczące materii miękkiej, koloidalnej i aktywnej pozostają żywym tematem badań w społeczności naukowej. Jest to częściowo związane z coraz większą uwagą poświęcaną multidyscyplinarnym problemom na styku fizyki, chemii, biologii i inżynierii. Metody badawcze wywodzące się z fizyki są z powodzeniem stosowane do badania złożonych układów biologicznych, zarówno w zakresie modelowania teoretycznego, jak i numerycznego, a także przy użyciu najnowocześniejszych technik eksperymentalnych, które dają nam wgląd w niespotykany wcześniej poziom szczegółowości i rozdzielczość.

Większość z wyżej wymienionych układów znajduje się w środowisku wodnym lub płynnym. Biorąc pod uwagę ich małe rozmiary przestrzenne, rzędu mikrometrów, typowa liczba Reynoldsa opisująca przepływ jest znikomo mała, a zatem dynamika jest zdominowana przez efekty lepkości. Chociaż właściwości równowagowe zawieszin i ustrukturyzowanych płynów są obecnie stosunkowo dobrze poznane [1–3], wyjaśnienie dynamiki nadal pozostaje wyzwaniem, szczególnie w materii biologicznej i aktywnej, gdzie procesy są z natury nierównowagowe [4]. Przepływy Stokesa są znane ze swojego dalekosiężnego i wielociałowego charakteru. Aby zrozumieć efekty przepływu i dyfuzję w dynamice mikroskalowych układów, należy zatem zbadać oddziaływania hydrodynamiczne między ich elementami składowymi [5, 6].

Wiadomo również, że na przepływy lepkie duży wpływ ma ograniczona geometria przepływu [7]. Obecność powierzchni w układzie wprowadza anizotropię oddziaływań hydrodynamicznych, które stają się kierunkowe. Jeśli obiekt zanurzony w płynie sam w sobie jest anizotropowy, efekty te łączą się w nietrywialny sposób, dając początek wielu interesującym efektom dynamicznym. Moje prace skupiają się na tego typu zagadnieniach.

Prezentowane w ramach Osiągnięcia prace [A1-A9] omawiają anizotropię oddziaływań hydrodynamicznych w układach ograniczonych płaskimi powierzchniami. Obejmują one ogólny opis teoretyczny przepływu w ograniczonej geometrii, a także konstruują i stosują modele teoretyczne do wyjaśnienia obserwowanych cech dynamicznych poszczególnych układów, w szczególności w kontekście prac eksperymentalnych. W każdym przypadku model opracowywany jest na podstawie równania Stokesa dla przepływu płynu z uwzględnieniem określonych szczegółów geometrycznych w celu wyprowadzenia przewidywań lub interpretacji zebranych danych. Wszystkie prezentowane tu prace koncentrują się na geometrii ograniczonej ścianami, gdzie obecność płaskiej powierzchni powoduje wyraźny wzrost oporu hydrodynamicznego dla obiektów w jej pobliżu, ale także zmienia kierunkowość oddziaływań hydrodynamicznych. Możemy wyróżnić cztery główne szerokie obszary badań, które przeplatają się w ramach prac badawczych zawartych w Osiągnięciu:

- (i) Przyścienna hydrodynamika cząstek osiowosymetrycznych [A1-A6, A8, A9].
- (ii) Efekty elastohydrodynamiczne w ograniczonej geometrii [A4, A8].
- (iii) Aktywny transport i sztuczne mikroplwyaki w ograniczonej geometrii [A2-A6].
- (iv) Dyfuzyjny transport w obecności ścianek [A1, A4-A9].

Struktura opisu jest następująca. Rozdział 1 jest wprowadzeniem do metod teoretycznych stosowanych do opisu oddziaływań hydrodynamicznych w przepływach Stokesa. Rozdział 2 opisuje wyniki zawarte w pracach [A1-A9]. Podzielony jest na cztery części opisane powyżej. W każdym z tematów nakreślamy szerszy kontekst i wprowadzenie, po czym szczegółowo omawiamy wyniki artykułów. W części (i) opisujemy prace [A1, A9]; część (ii) poświęcona jest pracom [A4, A8]; część (iii) skupia się na pracach: [A3], która jest wspólną pracą teoretyczno-eksperymentalną oraz (oddzielnie) na cyklu prac [A2, A5, A6] poświęconym rozważaniom teoretycznym; część (iv) dotyczy pracy [A7]. Rozdział 3 podsumowuje uzyskane wyniki. Dodatkowo, problem oddziaływań w aktywnych i pasywnych układach w mikroskali omówiony został w rozdziale przeglądowym [B9], którego jestem głównym autorem.

1. Oddziaływania hydrodynamiczne w przepływie Stokesa

Powierzchnie międzyfazowe i ścianki ograniczające układ odgrywają ważną rolę w dynamice koloidów. Wiele istotnych procesów biologicznych, przemysłowych i diagnostycznych obejmuje przepływ w kanałach lub w pobliżu powierzchni [8–10]. W dalszej części tekstu podajemy wiele przykładów takich zjawisk. Ograniczenia geometryczne wprowadzają anizotropię w dyfuzyjnym ruchu submikronowych cząstek, a obecność ścianek zwiększa siłę oporu, jakiej doświadczają cząstki koloidalne w ich pobliżu [7]. W tym kontekście centralną wielkością jest tensor ruchliwości hydrodynamicznej $\boldsymbol{\mu}$, który jest powiązany z tensorem dyfuzji \boldsymbol{D} przez twierdzenie fluktuacyjno-dyssypacyjne [11]

$$\boldsymbol{D} = k_B T \boldsymbol{\mu}. \quad (1)$$

Na koloidalnych skalach długości i dla skal czasowych typowych dla mikrocząstek lub mikroskopijnych pływających mikroorganizmów, pole przepływu wokół cząstki w płynie newtonowskim o lepkości η jest trafnie opisane nieściśliwymi równaniami Stokesa [12]

$$\eta \nabla^2 \boldsymbol{v}(\boldsymbol{r}) - \nabla p(\boldsymbol{r}) = -\boldsymbol{f}(\boldsymbol{r}), \quad \nabla \cdot \boldsymbol{v}(\boldsymbol{r}) = 0, \quad (2)$$

gdzie $\boldsymbol{f}(\boldsymbol{r})$ to gęstość siły, jaką cząstka umieszczona w przepływie wywiera na płyn, a $p(\boldsymbol{r})$ to pole ciśnienia. Do przepływu spowodowanego obecnością cząstki można dodać przepływ zewnętrzny $\boldsymbol{v}_0(\boldsymbol{r})$, którego wirowość i tensor szybkości deformacji są zdefiniowane odpowiednio jako $\boldsymbol{\omega}_0(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{2} \nabla \times \boldsymbol{v}_0(\boldsymbol{r})$ oraz $\boldsymbol{E}_0(\boldsymbol{r}) = \overline{\nabla \boldsymbol{v}_0(\boldsymbol{r})}$, gdzie pozioma kreska oznacza część symetryczną i bezśladową.

Przy danej gęstości siły można obliczyć siłę \boldsymbol{F} , moment siły \boldsymbol{T} i symetryczny moment dipolowy (tzw. stresslet) \boldsymbol{S} wywierane przez płyn na cząstkę poprzez całkowanie po powierzchni cząstki. W wyniku przepływu zewnętrznego indukowany jest ruch, a cząstka zyskuje prędkości liniową i kątową, odpowiednio \boldsymbol{V} i $\boldsymbol{\Omega}$. Ze względu na liniowość równań Stokesa wnioskujemy, że momenty siły \boldsymbol{F} , $\boldsymbol{T} \boldsymbol{x}$ i \boldsymbol{S} są liniowo powiązane z momentami prędkości poprzez uogólniony tensor tarcia (lub oporu) [12, 13]

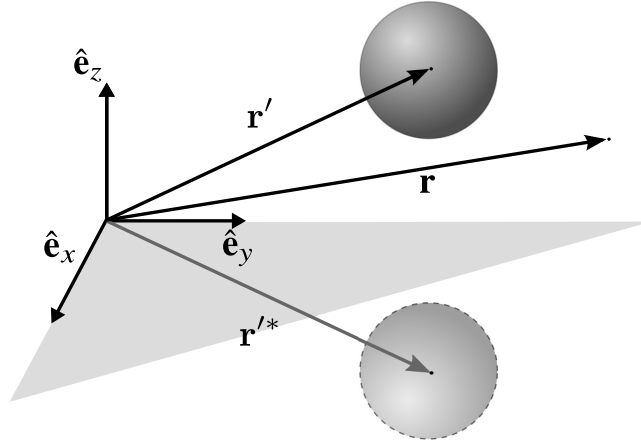
$$\begin{pmatrix} \boldsymbol{F} \\ \boldsymbol{T} \\ \boldsymbol{S} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \zeta^{tt} & \zeta^{tr} & \zeta^{td} \\ \zeta^{rt} & \zeta^{rr} & \zeta^{rd} \\ \zeta^{dt} & \zeta^{dr} & \zeta^{dd} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \boldsymbol{v}_0(\boldsymbol{r}) - \boldsymbol{V} \\ \boldsymbol{\omega}_0(\boldsymbol{r}) - \boldsymbol{\Omega} \\ \boldsymbol{E}_0(\boldsymbol{r}) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

W powyższym równaniu rozłożyliśmy uogólniony tensor tarcia na 9 podmacierzy. Indeksy tt i rr oznaczają odpowiednio część translacyjną i obrotową. Tensory ζ^{tr} i ζ^{rt} opisują sprzężenie ruchów translacyjnych i rotacyjnych, a tensory d opisują reakcję na zewnętrzny przepływ rozciągający. W większości przypadków rozważa się jednak macierz tarcia 6×6 , $\boldsymbol{\zeta}$, która wiąże siłę i moment siły z prędkościami liniowymi i kątowymi. Dodatkowe elementy d okazują się być niezbędne do obliczenia poprawki na macierz tarcia w obecności ściany w pracy [A9], dlatego uwzględniamy je również tutaj. W przypadku odwrotnego problemu, gdy znane są siły i ich momenty, a szukany jest ruch cząstek, związek między nimi jest określony przez tensor ruchliwości $\boldsymbol{\mu}$, który jest odwrotnością tensora tarcia

$$\boldsymbol{\mu} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{\mu}^{tt} & \boldsymbol{\mu}^{tr} \\ \boldsymbol{\mu}^{rt} & \boldsymbol{\mu}^{rr} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \zeta^{tt} & \zeta^{tr} \\ \zeta^{rt} & \zeta^{rr} \end{pmatrix}^{-1} = \boldsymbol{\zeta}^{-1}. \quad (4)$$

W nieograniczonej przestrzeni tensor ruchliwości i tensor tarcia, oznaczone odpowiednio przez $\boldsymbol{\mu}_0$ i $\boldsymbol{\zeta}_0$, nie zależą od położenia cząstki z powodu niezmienniczości translacyjnej. Sytuacja jest inna, jeśli układ ograniczony jest powierzchnią, która łamie symetrię. Tensory hydrodynamiczne zależą wówczas zarówno od odległości do ścianki, jak i od względnej orientacji cząstki względem powierzchni.

Pojęcie tensorów tarcia i ruchliwości można łatwo rozszerzyć na przypadek wielu cząstek [12, 13]. W tym przypadku tak zwany wielki tensor ruchliwości (tarcia) wiąże siły i ich momenty z prędkościami wszystkich cząstek. Koduje on pełną informację o dynamice zawiesiny. Ponieważ oddziaływania hydrodynamiczne mają



Rysunek 1: Cząstka sferyczna w obecności ścianki i jej lustrzane odbicie względem powierzchni. Ścianka reprezentuje powierzchnię swobodną lub sztywną ściankę z hydrodynamicznym warunkiem przylegania.

daleki zasięg i wielociałowy charakter, obliczenie μ jest często wyzwaniem. Z drugiej strony dostępnych jest szereg technik wyznaczania tensorów hydrodynamicznych.

Najprostsze podejście polega na przybliżeniu cząstek przez obiekty punktowe. Dzięki liniowości równań Stokesa możemy wprowadzić funkcję Greena, która dla siły punktowej w nieograniczonym płynie jest dana przez tensor Oseena G_0 [5, 12, 14]. W przypadku siły położonej w środku układu współrzędnych przyjmuje on postać

$$G_0(\mathbf{r}) = \frac{1}{8\pi\eta r} (\mathbf{1} + \hat{\mathbf{r}}\hat{\mathbf{r}}), \quad (5)$$

gdzie $r = |\mathbf{r}|$ i $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/r$. W przybliżeniu Oseena ruchliwości cząstek oblicza się z rozwiązań dla sił punktowych, w połączeniu z ruchliwością Stokesa $\mu_0 = 1/6\pi\eta a$ dla pojedynczej cząstki o promieniu a . Takie podejście daje macierze ruchliwości, które mogą nie być dodatnio-określone, czego wymaga druga zasada termodynamiki. Dostępne są jednak dokładniejsze przybliżenia, które zapewniają tę właściwość, począwszy od tensorów Rotne-Pragera-Yamakawy [15–18] poprzez modele Dynamiki Stokesowskiej [19], po precyzyjne metody multipolowe, które opierają się na rozkładzie pola przepływu wokół cząstek na zupełny zbiór rozwiązań równań Stokesa z uwzględnieniem odpowiednich warunków brzegowych na powierzchni cząstek, co szczegółowo omówiono w przeglądowej pracy Ekiel-Jeżewskiej i Wajnryba [20]. Dla wszystkich tych modeli kluczowym etapem opisu jest rozpoczęcie od odpowiedniej formy tensora Greena dla danej geometrii.

W obecności powierzchni ograniczającej płyn wygodnie jest rozłożyć pełny tensor Greena na tensor Oseena G_0 i część opisującą przepływ odbity od powierzchni

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \Delta G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'). \quad (6)$$

Ogólnie rzecz biorąc, tensor Greena opisuje przepływ w punkcie \mathbf{r} , wywołany przez źródło (siłę punktową) działające na płyn w punkcie \mathbf{r}' . Dla płynu ograniczonego sztywną ścianką lub powierzchnią swobodną, znana jest analityczna postać tensora Greena G . Aby przytoczyć pełne rozwiązanie założmy, że układ jest naszkicowany na rys. 1, z płynem w górnej półprzestrzeni $z > 0$ ograniczonym przez płaską ściankę przy $z = 0$. Wprowadźmy operator odbicia $P = \mathbf{1} - \hat{\mathbf{e}}_z \hat{\mathbf{e}}_z$, który przekształca dowolny punkt \mathbf{r} w jego lustrzane odbicie \mathbf{r}^* względem ścianki. Dla swobodnej powierzchni, przy której normalna prędkość i naprężenie styczne zanikają, tensor Greena przyjmuje postać [21]

$$G_f(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \Delta G_f(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}^*) \cdot P, \quad (7)$$

który ma elegancką interpretację – dla siły punktowej (zwanej Stokesletem), dodatkowe (odbite) pole prędkości w pobliżu swobodnej powierzchni jest równoważne z drugim Stokesletem umieszczonym w punkcie jego

lustrzanego odbicia. W przypadku sztywnej ścianki (bez poślizgu) tensor Greena – zwany również tensorem Blake’a – został znaleziony przez Lorentza w 1907 r. [22] jako

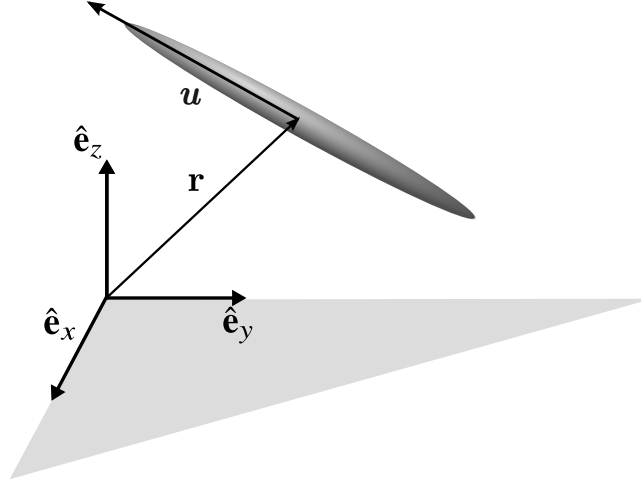
$$\begin{aligned} \mathbf{G}_w(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \mathbf{G}_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \Delta \mathbf{G}_w(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \mathbf{G}_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}') - \mathbf{G}_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}^{'*}) \cdot \mathbf{P} \\ - 2z_0 \hat{\mathbf{e}}_z \cdot \mathbf{G}_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}^{'*}) \overleftarrow{\nabla}_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{P} + z_0^2 \nabla_{\mathbf{r}}^2 \mathbf{G}_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}^{'*}) \cdot \mathbf{P}, \end{aligned} \quad (8)$$

gdzie $[\mathbf{a} \overleftarrow{\nabla}_{\mathbf{r}}]_{\alpha\beta} = \frac{\partial}{\partial r_\beta} a_\alpha$ i $z_0 = \mathbf{r}' \cdot \mathbf{e}_z$ jest wysokością źródła nad ścianką. Wyrażenie to można przepisać na inne sposoby, jak np. w pracach [23–25], które nadają mu prostą interpretację. W tym przypadku metoda obrazów dla Stokesletu obejmuje dodatkowe człony, tak zwany dublet Stokesa i dublet źródeł [23], których struktura kątowna przepływu ma inny charakter niż Stokeslet. Rozwiązanie dla sztywnej ściany, zwane tensorem Blake’a, jest podstawą wielu prac dotyczących hydrodynamiki przy powierzchni [26–33]. Znane są również analityczne wyniki dla funkcji Greena dla powierzchni oddzielającego dwa płyny [34–37], jak również dla warunków brzegowych częściowego poślizgu [38–40] i w cienkich warstwach [41–43]. Wiele klasycznych wyników zebrano w doskonałej monografii Happela i Brennera [7].

2. Opis uzyskanych wyników

Przyścienna dynamika cząstek osiowosymetrycznych

W artykule [A9] opisujemy dynamikę osiowosymetrycznej cząstki koloidalnej w pobliżu płaskiej ścianki z warunkiem brzegowym przylegania. Współautorami artykułu są B. Cichocki i E. Wajnryb. Motywacją dla tej pracy jest potrzeba opisu i interpretacji dynamiki cząstek o złożonym kształcie w pobliżu powierzchni. Ostatnie lata przyniosły znaczący postęp w technikach eksperymentalnych, które pozwalają szczegółowo badać dynamikę w pobliżu ściany przy użyciu mikroskopii optycznej [44–49] oraz technik rozproszeniowych, takich jak dynamiczne rozpraszanie światła fali zanikającej [50–52]. Technika ta jest obecnie dobrze ugruntowanym narzędziem, które z powodzeniem wykorzystano do badania dyfuzji translacyjnej [B13] i rotacyjnej [B12, B11] sferycznych koloidów w rozcieńczonych zawiesinach. Ze względu na złożony charakter eksperymentów, dostępne dane eksperymentalne dotyczące cząstek niesferycznych, takich jak koloidalne hantle [53, 54] lub pręty, nadal nie są właściwie interpretowane teoretycznie. Dlatego szczególnie ważne jest w tym kontekście zrozumienie oddziaływań hydrodynamicznych osiowosymetrycznej cząstki ze ścianą i częściowo motywowało tę pracę. Cząstki osiowosymetryczne poruszające się w pobliżu ścianki doświadczają dodatkowej anizotropowej siły oporu, która sprzęga się z ich własną anizotropią tarcia, wynikającą z niesferycznego kształtu. To sprzężenie prowadzi do skomplikowanego zachowania, obserwowanego np. w symulacjach takich cząstek sedymentujących przy pionowej ścianie [55, 56], gdzie ruchliwość cząstki zależy od jej położenia i orientacji. Dostępne przewidywania dotyczące ruchliwości osiowosymetrycznej cząstki w pobliżu ściany obejmują przede wszystkim podejście w granicy bardzo smukłych cząstek, korzystające z tzw. teorii *slender body*, dające dość złożone wyniki dla ogólnych orientacji ściany-cząstki w pobliżu sztywnej ściany [57] lub granicy faz [58]. Formalizm ten i jego wyniki zostały szczegółowo przeanalizowane w kontekście sedymentacji w kilku szczególnych konfiguracjach [59]. Z drugiej strony, dostępne są prace ściśle numeryczne, wykorzystujące metodę całek brzegowych [60], metodę elementów skończonych [61] lub stochastyczną dynamikę rotacji [62], na podstawie których ustalane są empiryczne zależności. Brak teoretycznych przewidywań dotyczących ruchliwości przy ścianie cząstki o kształcie pręcika lub takiej, której nie można opisać jako smukłe włókno, dla dowolnej konfiguracji wymaga zastosowania precyzyjnych metod numerycznych. Jednym z możliwych podejść jest użycie zaawansowanych algorytmów obejmujących modele kulkowe, uwzględniające lubrykację, gdy cząstki zbliżają się do powierzchni [24], jednak są one dość kosztowne obliczeniowo. Wcześniejsze prace numeryczne sugerowały, że macierz przyściennej ruchliwości (lub dyfuzji) zależy od odległości i orientacji cząstki w postaci, którą można łatwo przybliżyć wielomianami niskiego rzędu w kącie orientacyjnym θ (będącym kątem między osią cząstki i kierunkiem prostopadłym do ściany) [62].



Rysunek 2: Osiowosymetryczna cząstka koloidalna w pobliżu płaskiej ścianki. Dyrektor cząstki \mathbf{u} wskazuje kierunek jej osi. Ruchliwość hydrodynamiczna koloidu podobnego do pręcika zależy od odległości ściany od cząsteczki $H = \hat{\mathbf{e}}_z \cdot \mathbf{r}$ i kąta biegunowego $\cos \theta = \mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{e}}_z$.

Przykładowy układ analizowany w tej pracy przedstawiono na rys. 2. Aby zbadać przyścienną ruchliwość cząstki i zweryfikować hipotezy sformułowane w literaturze [62], w pracy [A9] omówiliśmy szczegółowo strukturę macierzy ruchliwości przyściennej koloidu osiowosymetrycznego, analizując wiodące wyrazy rozwinięcia multipolowego tensora Blake'a. W obecności ściany tensor tarcia osiowosymetrycznej cząstki ma postać

$$\zeta = \zeta_0 + \Delta\zeta, \quad (9)$$

gdzie ζ_0 jest tensorem tarcia dla cząstki w nieograniczonej przestrzeni. W [A9] wyprowadziliśmy jawne wzory analityczne na poprawkę $\Delta\zeta$ do tensora tarcia w osiowosymetrycznej cząstki z powodu obecności ściany w wiodącym rzędzie rozwinięcia w odwrotności odległości cząstka-ściana. Poprawka ta ma szczególnie elegancką postać

$$\Delta\zeta_w^{tt} = -\frac{\mathbf{A}_1(\zeta_0, \theta)}{2H} + \frac{\mathbf{A}_2(\zeta_0, \theta)}{(2H)^2} + \mathcal{O}(H^{-3}), \quad (10a)$$

$$\Delta\zeta_w^{tr} = -\frac{\mathbf{B}(\zeta_0, \theta)}{(2H)^2} + \mathcal{O}(H^{-3}), \quad (10b)$$

$$\Delta\zeta_w^{rt} = -\frac{(\mathbf{B}(\zeta_0, \theta))^T}{(2H)^2} + \mathcal{O}(H^{-3}), \quad (10c)$$

$$\Delta\zeta_w^{rr} = -\frac{\mathbf{C}(\zeta_0, \theta)}{(2H)^3} + \mathcal{O}(H^{-4}). \quad (10d)$$

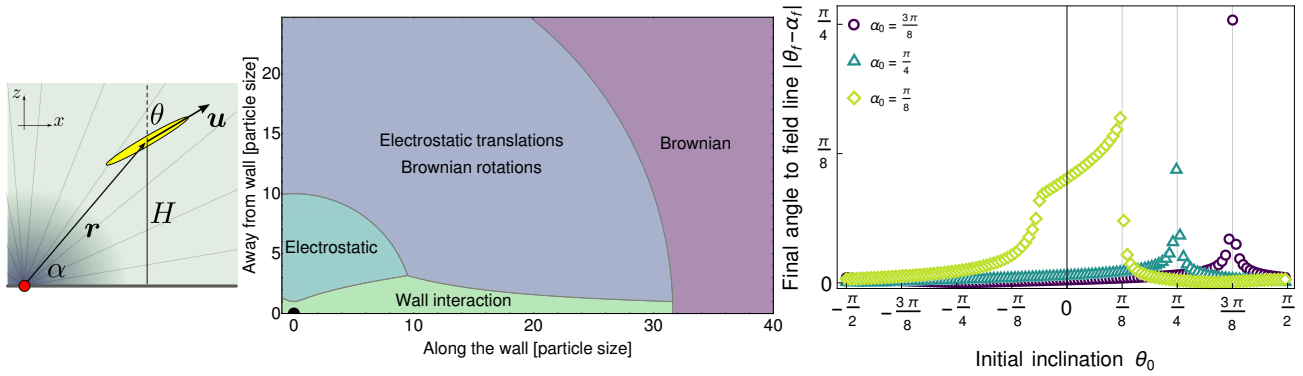
Tensory $\mathbf{A}_{1,2}$, \mathbf{B} , \mathbf{C} powyżej obliczamy z rozwinięcia multipolowego tensora Blake'a [23] (tensora Oseena dla geometrii ograniczonej ścianą) i zależą od składowych tensora tarcia swobodnej cząstki podobnej do pręta, ζ_0 , i jego kąta orientacji θ , ale nie od odległości ściana-cząstka. Wykładnik potęgowej zależności od odległości jest różny dla różnych składowych macierzy tarcia (translacyjnej, rotacyjnej lub sprzężenia), a jej strukturę kątową reprezentują wielomiany niskiego rzędu w sinusach i cosinusach kąta nachylenia cząstki do ściany, różne jednak od proponowanych wcześniej w literaturze. Nasze wyniki stanowią praktyczne, analityczne przybliżenie do analizy ruchu postępowego i obrotowego, a także tensorów sprzężenia translacyjno-obrotowego. Ruchliwość w pobliżu ściany $\boldsymbol{\mu}$ (lub tensor dyfuzji $\mathbf{D} = k_B T \boldsymbol{\mu}$) można uzyskać przez odwrócenie poprawionej macierzy tarcia pojedynczej cząstki jako

$$\boldsymbol{\mu} = \zeta^{-1} = (\zeta_0 + \Delta\zeta)^{-1}. \quad (11)$$

W naszej pracy omawiamy również wzory na wiodące wyrażenia podobnego rozwinięcia dla ruchliwości, które nie są jednak równie dokładną reprezentacją jak odwrócone numerycznie wyrażenia wiodącego rzędu dla tarcia. Nasze wyniki stanowią proste przybliżenie, oddające strukturę anizotropowego tensora dyfuzji w pobliżu ściany, uzupełniając i korygując zależności znane z wcześniejszych ustaleń numerycznych i teoretycznych. Dane wejściowe wymagane do wyznaczenia poprawki to macierz tarcia cząstki w nieobecności ścianki. W przypadku prostych osiowosymetrycznych kształtów, takich jak elipsoidy, znane są analityczne wzory na współczynniki tarcia w nieograniczonej przestrzeni [12]. W przypadku bardziej skomplikowanych kształtów, elementy macierzy tarcia można uzyskać np. z powszechnie dostępnych kalkulatorów modeli kulkowych, takich jak GRPY [18] lub HYDRO++ [63]. Nasze wyniki wypadają korzystnie w porównaniu z przewidywaniami dokładnych kodów multipolowych HYDROMULTIPOLE [64], które obejmują również efekty lubrykacyjne blisko ściany, nawet dla odległości, gdy długość pręta i odległość pręta od ściany są porównywalne, pod warunkiem, że żaden punkt pręta nie zbliża się do powierzchni.

W artykule [A1] wykorzystaliśmy analityczne wyrażenia wyznaczone w przybliżeniu opisanym w [A9], aby zbadać dynamikę zbliżania się nanocząstek w kształcie pręcików do nanopora. Współautorem artykułu jest mój doktorant, R. Waszkiewicz. Artykuł został wydany w czasopiśmie *Physics of Fluids* w ramach serii *Emerging Leaders 2020*.

Sekwencjonowanie przez nanopory jest obecnie powszechną techniką używaną do określania struktury biomakromolekuł [65, 66], takich jak DNA [67], RNA [68] i białek [69]. Te biocząsteczki są zazwyczaj smukłymi włóknami, które są elektroforetycznie przyciągane do nanopora, a następnie przemieszczane przez jego lumen. Przejście przez nanopor (translokacja) jest kontrolowane przez współgrające oddziaływania elektrostatyczne [70, 71], elektrokinetyczne [72], entropowe [73], osmotyczne [74, 75] oraz siły mechaniczne [76]. Proces ten jest stosunkowo dobrze zrozumiany i opisany. Znacznie mniej wiadomo o zbliżaniu się cząstek do porów. Istniejące modele wprowadzają minimalistyczny opis nanocząstki za pomocą pojedynczego współczynnika dyfuzji D i ruchliwości elektroforetycznej. W ten sposób formalizm równania Smoluchowskiego [11] może być użyty do określenia profilu stężenia DNA w pobliżu porów [77] oraz zasięgu oddziaływań, zwanego promieniem wychwytu (ang. capture radius) [78], będącym odległością, na której energia fluktuacji termicznych staje się porównywalna z elektrostatyczną energią potencjalną. Pojęcie to zostało później rozszerzone na orientacyjny promień wychwytu [79], będący zasięgiem, w którym pole elektryczne silnie orientuje cząstki podobne do pręcików. We wszystkich tych modelach pomijane są efekty anizotropii hydrodynamicznej cząstek i nie uwzględnia się oddziaływań hydrodynamicznych ze ścianą, które spowalniają dyfuzję na bliskich odległościach. Ponieważ wiadomo, że efekty hydrodynamiczne zmieniają trajektorie przyściennych cząstek [55, 56] i zmieniają skale czasowe dynamiki [80], ocena ich wpływu jest ważnym pytaniem badawczym. Nasz wkład [A1] jest krokiem w tym kierunku. Nanopor jest modelowany jako ładunek punktowy, który przyciąga równomiernie naładowaną cząstkę w kształcie pręcika, jak na rys. 3(lewy panel). Skupiamy się na cząstkach, które można modelować jako sztywne pręty. Jest to odpowiednie przybliżenie dla obiektów o długości L mniejszej niż ich długość persystentna L_p . Przykładami takich nano-prętów są fragmenty pojedynczych nici DNA krótsze niż $L_p \approx 50$ nm (lub ok. 150 par bazowych) lub wirusy fd [81] przemieszczające się przez pory ciała stałego [82], dla których $L = 880$ nm i $L_p = 2.8$ μ m. W przypadku dłuższych włókien efekty elastyczności i łatwość zmiany konformacji mogą prowadzić do zwijania [83], a nawet zawężenia [76, 84] i należy je uwzględnić w modelowaniu. W naszym modelu formułujemy podejście teoretyczne, które uwzględnia anizotropową dyfuzyjność cząstki w kształcie pręcika w lepkim płynie. Anizotropia pochodzi zarówno z jej nieizotropowego kształtu, jak i oddziaływań cząstka-ściana. Model posłużył nam w pierwszej kolejności do określenia skal czasowych odpowiadających różnym mechanizmom napędowym ruchu: ruchom Browna z dala od przyciągającego pora, translacji i reorientacji obrotowej z powodu pola elektrycznego pora oraz oddziaływaniom ściany w bliskich odległościach od powierzchni. Pokazaliśmy, że z dala od pora ruch cząstki jest czysto brownowski, ale gdy tylko pręt osiągnie promień wychwytu elektrostatycznego, jest systematycznie przyciągany w kierunku pora. Jego dynamika jest następnie kontrolowana przez siłę elektrostatyczną napędzającą jego ruch postępowy,



Rysunek 3: (*Strona lewa*) Szkic nanopręta w pobliżu nanopora (oznaczonego czerwoną kropką). Por wytwarza radialne pole elektryczne, modelowane przez ładunek punktowy w środku układu współrzędnych. Konfiguracja pręta jest określona przez jego położenie r i orientację u , co odpowiada kątowi nachylenia θ . Dodatkowo przez α oznaczamy kąt biegunowy, pod którym pręt jest widziany z pora. (*Środek*) Podział przestrzeni na regiony zabarwione zgodnie z dominującymi czynnikami określającymi dynamikę nanopręta. Ściana pokrywa się z dolną granicą wykresu. Najbliżej powierzchni dominują oddziaływania ze ścianką. Dalej od ściany przewidujemy regiony (i) dynamiki wymuszanej elektrostatycznie, (ii) translacji elektrostatycznej z rotacją brownowską oraz (iii) dynamiki ściśle brownowskiej. Odzwierciedla to fakt, że moment sił elektrostatycznych zanika szybciej z odległością od porów niż sama siła. Granice między kolejnymi regionami uzyskujemy porównując odpowiednie skale czasowe ruchu. (*Strona prawa*) Kąt między prętem a linią pola elektrycznego w pobliżu pora w stosunku do początkowego kąta nachylenia dla różnych pozycji początkowych daleko od porów z różnymi kątami biegunowymi: $\alpha_0 = \pi/8$ - blisko ściany, w pośrednich odległościach $\alpha_0 = \pi/4$, $\alpha_0 = 3\pi/8$ - daleko od ściany. Trajektorie z $\theta_0 < \alpha_0$ są wypukłe i początkowo poruszają się ruchem ślizgowym się w kierunku ściany, a trajektorie z $\theta_0 > \alpha_0$ są wklęsłe i początkowo wolniej zbliżają się do ściany. Dla małych α_0 zależność na wykresie jest asymetryczna ze względu na wpływ ściany, gdzie hydrodynamiczny moment sił oporu konkuruje z reorientacją elektrostatyczną. Rysunek przedrukowany z [A1].

przy czym prędkość ustala się w wyniku równowagi między siłami elektrostatycznymi a siłą oporu płynu. Ponieważ ta ostatnia zależy od orientacji cząstki, ruch przypomina ślizganie się na boki w kierunku pora. Przy bliższych odległościach elektrostatyczny moment sił staje się dominujący i silnie porządkuje pręty, ustawiając je zgodnie z liniami pola elektrycznego. To pozwala nam określić diagram fazowy pokazujący obszary dominujących oddziaływań na rys. 3(w środku).

Po wyprowadzeniu skalowań, badamy dynamikę i kształt trajektorii cząstki, rozwiązując numerycznie równania ruchu dla zbioru początkowych położeń i orientacji na pośrednich odległościach od pora, gdy ruchy Browna można zaniedbać, ale pręt jest wystarczająco daleko od pora, aby pomijać wpływ samej jego geometrii na pole elektryczne i przepływ. Zastosowaliśmy przybliżony schemat analityczny wyprowadzony w pracy [A9] i przedstawiony w równaniach (10), w którym tensor tarcia koloidu blisko ściany może zostać rozłożony na jego wartość w nieskończonej przestrzeni, który oddaje własną anizotropię cząstki, oraz poprawkę od ściany. To pozwoliło nam sformułować deterministyczny układ równań, który można rozwiązać dla dowolnego początkowego położenia i orientacji nanopręta. Wytworzone dane służą do oceny zakresu warunków początkowych, dla których oddziaływanie ściany jakościowo zmienia dynamikę zbliżania się do nanopora. W przypadku punktów początkowych pod dużym kątem biegunowym, mierzonym od ściany do kierunku od pręta do pora, stwierdzamy, że trajektorie przedstawiające ślizg pręta są kontrolowane przez anizotropię kształtu pręta, a ściana nie odgrywa w nich znaczącej roli. Jednak dla mniejszych kątów natarcia oddziaływanie hydrodynamiczne ze ścianą znacząco zmieniają kąt, pod jakim pręt zbliża się do obszaru w pobliżu pora. Na rys.3 (po prawej stronie) odpowiada to asymetrii kąta, jaki pręt tworzy z radialnymi liniami pola elektrycznego, gdy zbliża się do pora, zaczynając z różnych początkowych nachyleń. Okazało się, że zasięg tego obszaru wynosi aż

$\pi/8$, co stanowi prawie 40 % półsferycznego obszaru w 3D, co wskazuje na istotne znaczenie efektów ścianki we właściwym modelowaniu dynamiki w ograniczonej geometrii.

Nasza praca pokazuje, opierając się na wyprowadzonych skalowaniach, że zaniedbanie ruchów Browna w okolicy pora jest uzasadnione. Wcześniejsze prace nad podobnym układem obejmowały ruchy Browna tylko na poziomie ruchu translacyjnego [79]. Aby jednak właściwie modelować czysto brownowskie przesunięcia i obroty, należy uwzględnić zarówno niesferyczny kształt pręta, jak i obecność ściany w stochastycznych członach równania Langevina. Prowadzi to do anizotropowej dyfuzji (translacyjnej i rotacyjnej), zależnego od odległości spowolnienia ruchu i sprzężenia translacyjno-rotacyjnego. Nawet wtedy spodziewalibyśmy się jednak, że efekt ruchów Browna będzie wyraźny poza obszarem w pobliżu pora, w którym dominują oddziaływania elektrostatyczne. Uwzględnienie tych efektów byłoby interesującym kierunkiem przyszłych badań.

Efekty elastohydrodynamiczne w ograniczonej geometrii

Oddziaływania hydrodynamiczne między mikrocząstkami a błonami organicznymi odgrywają ważną rolę w wielu zastosowaniach medycznych i biologicznych. Ważnymi przykładami są dostarczanie leków i ich kierowanie przy pomocy nanoosiłków [85–87], które uwalniają substancje czynne w guzach lub miejscach zapalnych. Podczas nawigacji w układzie krwionośnym lub podczas endocytozy [88–90] nanocząstki mogą zbliżyć się do błon komórkowych lub ścianek żył, co zmienia ich ruchliwość hydrodynamiczną. W ciągu ostatnich kilku dziesięcioleci znaczny wysiłek badawczy został poświęcony badaniu ruchu cząstek w pobliżu takich powierzchni.

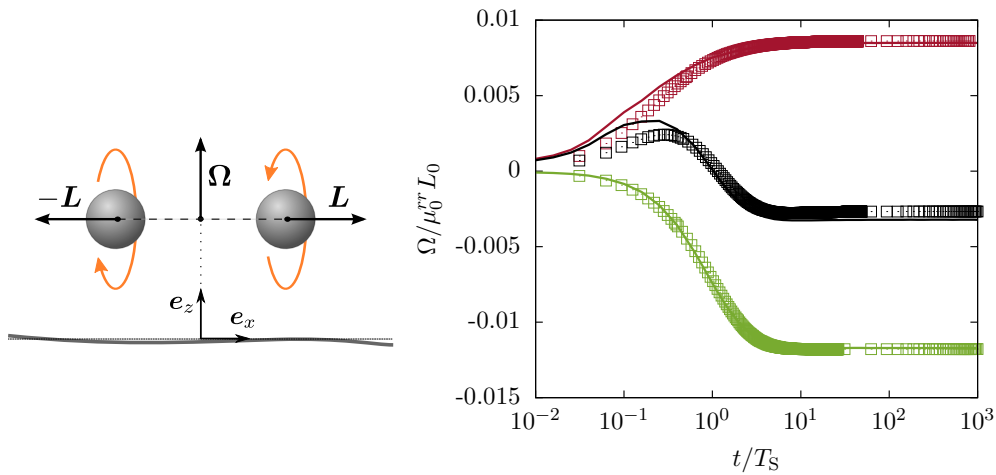
Klasycznym przykładem wpływu oddziaływań hydrodynamicznych jest ruch sferycznej cząstki w pobliżu sztywnej ściany, który został szczegółowo zbadany teoretycznie [30, 31, 33, 91]. Podobne przewidywania zostały sformułowane również dla kuli na granicy faz oddzielającej dwie niemieszające się cieczy [34, 36, 92–96], przy ścianie z warunkiem brzegowym poślizgu [38, 40] i blisko membrany nadającej powierzchni elastyczność [97–105]. Elastyczne membrany różnią się zarówno od granicy faz ciecz-ciało stałe, jak i ciecz-ciecz, ponieważ elastyczność membrany wprowadza efekt pamięci do układu, powodując np. anomalną dyfuzję [102] lub zmianę znaku oddziaływań hydrodynamicznych dwóch cząstek [104]. Po stronie eksperymentalnej, ruchliwość kulistej cząstki w pobliżu ściany została zbadana przy użyciu szeregu technik optycznych, w tym cyfrowej wideo mikroskopii [106–108], pęset optycznych [109–112], oraz wspomnianego wcześniej dynamicznego rozpraszania zanikającej fali świetlnej. Wpływ pobliskiej elastycznej błony komórkowej był wcześniej badany przy użyciu pułapek optycznych [100, 113–115] i wzbudzania przy pomocy cząstek magnetycznych [116]. Dużym zainteresowaniem badaczy cieszą się również cząstki o niesferycznym kształcie, takie jak sferoidy lub koloidy w kształcie pręcików. Pierwsza próba zbadania ruchów Browna cząstki anizotropowej została podjęta przez Perrina [117, 118], który obliczył współczynniki oporu dla dyfundującej sferoidy. Kilka dekad później Batchelor [119] był pionierem teorii ciał smukłych (slender-body theory), rozwiniętej później przez innych badaczy [120, 121]. Metoda została z powodzeniem zastosowana do szerokiego zakresu przepływów zewnętrznych [122] i blisko powierzchni, takich jak płaska twarda ściana [123–125] lub powierzchnia ciecz-płyn [126].

Z eksperymentalnego punktu widzenia pomiary dyfuzji anizotropowych cząstek są możliwe przy użyciu np. wideo-mikroskopii cząstek elipsoidalnych o mikrometrowych rozmiarach [127–129]. Przy użyciu obrazowania fluorescencyjnego i śledząc włókna aktynowe, w pracy [130] stwierdzono, że zmierzone współczynniki dyfuzji można wyjaśnić poprawką opartą na teorii hydrodynamicznej dla długiego walca zamkniętego między dwiema ściankami. Współczynniki dyfuzji rotacyjnej zamkniętych nanorurek węglowych mierzono za pomocą fluorescencyjnej wideomikroskopii [131] i mikroskopii optycznej [132]. Niedawno dokonano pomiarów trójwymiarowej dyfuzji rotacyjnej nanoprętów [133] i koloidów w kształcie prętów za pomocą wideomikroskopii [134] i mikroskopii konfokalnej [135]. Jednak ruch sferoidalnych cząstek w pobliżu deformowalnych powierzchni elastycznych nie był dotychczas dogłębnie zbadany.

W artykule [A8] badamy dynamikę cząstek w kształcie pręcików w pobliżu płaskiej elastycznej membrany. Wpółautorami artykułu są A. Daddi-Moussa-Ider i S. Gekle. Praca opiera się na centralnym wyniku

artykułu [A9], w którym wyprowadziliśmy poprawkę do ruchliwości dowolnej osiowosymetrycznej cząstki w pobliżu twardej ściany. Przedstawiony tam wynik można wyrazić w postaci łączącej pochodne odpowiedniej funkcji Greena z ruchliwością cząstki w nieobecności ściany. W przypadku elastycznej membrany używamy modelu Skalaka [136], który jest popularnym wyborem do modelowania błon czerwonych krwinek [137–140]. Właściwości sprężyste powierzchni charakteryzują dwa parametry - moduł sprężystości ścinania κ_S oraz moduł dylatacji powierzchniowej κ_A . Sztywność na zginanie została uwzględniona zgodnie z modelem Helfricha [141] poprzez moduł sprężystości zginania κ_B . W tym zlinearyzowanym podejściu skoki naprężenia stycznego i normalnego na powierzchni membrany są związane z polem odkształceń membrany h i dylatacją ϵ . W przypadku okresowego i zależnego od czasu wymuszania lub odkształcenia błony przedmiotem naszego zainteresowania jest zależny od częstotliwości tensor ruchliwości. W ograniczonej geometrii, ze względu na obecność powierzchni, tensor ruchliwości w pobliżu membrany będzie miał wówczas poprawkę do ruchliwości cząstki swobodnej μ_0 , która przybiera postać $\mu(\omega) = \mu_0 + \Delta\mu(\omega)$, przy czym drugi człon pochodzi z odbicia przepływu wywołanego przez cząstkę od ścianki. Aby określić przybliżoną postać $\mu(\omega)$, korzystamy z wyników pracy [A9] i uogólniamy je na przypadek membrany sprężystej. Tę samą metodologię można zastosować w przypadku membrany pod warunkiem, że znana jest postać tensora Greena dla układu, G . W tym celu najpierw zapisujemy wyrażenia wyprowadzone w artykule [A9] dla przyściennego tensora tarcia, który ma postać $\zeta = \zeta_0 + \Delta\zeta$, jak w równaniu (9), gdzie ζ_0 jest tensorem tarcia swobodnej cząstki osiowosymetrycznej. Następnie, używając związków między elementami wielkiego tensora ruchliwości, odwracamy go i rozwijamy, aby uzyskać przybliżenie w postaci wiodącej poprawki do ruchliwości $\Delta\mu$. Wyrażenia te, poza potęgowym zachowaniem jako funkcja odwrotnej odległości cząstki od ściany, jak w równaniu (10), zawierają elementy tensora ruchliwości cząstki swobodnej i tensorów kierunkowych zależnych tylko od orientacji cząstki. Znajdujemy następnie wyrażenia na te tensory zapisane jako kierunkowe pochodne funkcji Greena w pobliżu błony. Tensor Greena dla membrany został wyprowadzony wcześniej w pracy [103]. W pracy [A8] znajdujemy te kierunkowe tensory w sposób jawny i dzięki temu jesteśmy w stanie sformułować wyrażenia dla zależnych od częstotliwości elementów tensora ruchliwości w pobliżu błony dla dowolnej osiowosymetrycznej cząstki. W artykule podajemy również jawne wyrażenia dla elipsoidalnej cząstki dla wszystkich typów ruchu: translacji, obrotu i sprzężenia translacyjno-rotacyjnego. Poprawki do ruchliwości są złożonymi wielkościami zależnymi od częstotliwości ze względu na pamięć indukowaną przez błonę. Wyrażają się one przez orientację cząstek i dwa bezwymiarowe parametry, które określają udział sztywności membrany na ścinanie i zginanie. W granicy znikającej częstotliwości lub, równoważnie, dla nieskończonej sztywności powierzchni odzyskujemy wyrażenia na ruchliwość w pobliżu twardej ściany. Stosujemy nasz ogólny formalizm do wydłużonej sferoidy i stwierdzamy bardzo dobrą zgodność z symulacjami numerycznymi metodą całek brzegowych wykonanymi dla cząstki sferoidalnej w całym spektrum częstotliwości.

Kontynuując tę myśl, w artykule [A4], rozszerzamy powyższą analizę na problem sprzężenia translacyjno-rotacyjnego i rotacyjnych oddziaływań hydrodynamicznych między dwiema kulistymi cząstkami w pobliżu płaskiej sprężystej membrany, która wykazuje sztywność na ścinanie i zginanie, modelowane identycznie jak opisaliśmy powyżej. Współautorami artykułu są A. Daddi-Moussa-Ider, S. Gekle, A. Menzel i H. Löwen. Aby zbadać oddziaływania hydrodynamiczne między dwiema kulistymi cząstkami w pobliżu membrany, używamy kombinacji rozwinięcia multipolowego i twierdzeń Faxéna [6, 12], aby wyrazić zależne od częstotliwości funkcje ruchliwości hydrodynamicznej jako szereg potęgowy względem stosunku promienia cząstki do odległości od błony dla ruchliwości jednocząstkowej oraz jako szereg potęgowy względem stosunku promienia do odległości między cząstkami dla ruchliwości dwucząstkowej. W granicy quasi-stacjonarnej, odpowiadającej zerowej częstotliwości, stwierdzamy, że wpływ ścinania i zginania na ruchliwość cząstek ma niemonotoniczny charakter, w zależności od właściwości membrany i geometrycznej konfiguracji oddziałujących cząstek względem membrany. Aby dokładniej zbadać zmieniający się znak ruchliwości jedno- i dwucząstkowej cząstek, analizujemy przykład dubletu cząstek obracających się w przeciwnych kierunkach w pobliżu sprężystej membrany przy zerowym wypadkowym momencie sił działającym na układ, jak na rys. 4. Stwierdzamy, że indukowana prędkość obrotowa dubletu wokół jego środka masy zależy od sztywności membrany na ścinanie i zginanie, a

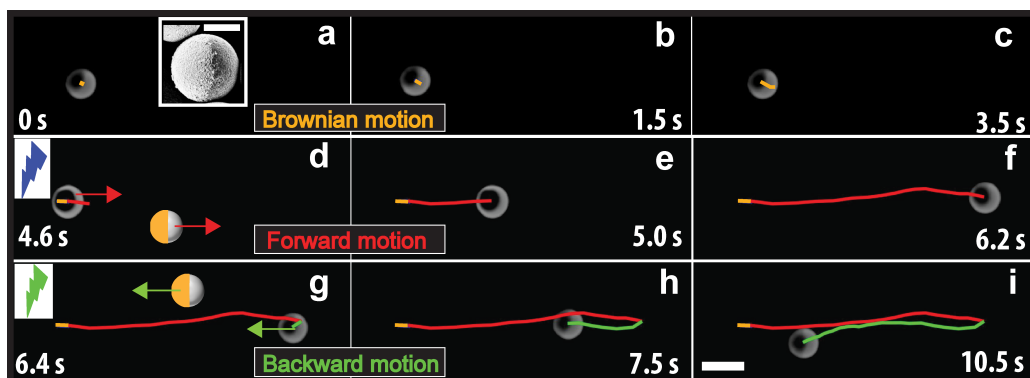


Rysunek 4: (Lewa strona) Ilustracja dwóch sfer tworzących dimer o zerowym wypadkowym momencie sił. Do cząstek przykładane są momenty sił L o tej samej wielkości i przeciwnych kierunkach wokół osi łączącej cząstki. Sprężenie rotacyjno-translacyjne indukowane przez błonę prowadzi do kolektywnego obrotu wokół normalnego kierunku błony z prędkością kątową Ω . Duplek pozostaje na stałej wysokości nad membraną. (Prawa strona) Skalowana prędkość obrotowa dubletu w porównaniu ze skalowanym czasem w pobliżu membrany o sztywności wyłącznie na ścinanie (zielony), wyłącznie na zginanie (czerwony) oraz przy obu niezerowych współczynnikach (czarny). Przewidywania analityczne wyprowadzone w artykule [A4] są rysowane liniami ciągłymi, a symbole pochodzą z symulacji metodą całek brzegowych. Skala czasu indukowanego obrotu pary jest znacznie wolniejsza niż ta związana z wewnętrznym obrotem każdej z kul pod wpływem przyłożonego momentu obrotowego. Ryciny przedrukowane z [A4].

odpowiednia kombinacja tych parametrów może zmienić zarówno wielkość, jak i kierunek obrotu. W pobliżu membrany wykazującej jedynie sztywność na ścinanie, podobnie jak w przypadku niektórych elastycznych kapsuł, kierunek obrotu dubletu jest taki sam, jak w pobliżu sztywnej ściany. Jednak w pobliżu membrany, która wykazuje opór jedynie przeciwko zginaniu, przypominając w ten sposób pęcherzyk płynu [142], obserwujemy odwrotny kierunek rotacji. Opisane zachowanie może zmienić dynamikę w pobliżu błony i zachowanie wolnych od siły i momentu sił bakterii wykorzystujących wici oraz pływających mikroorganizmów, które wykorzystują napęd śrubowy jako strategię poruszania się [143, 144]. Nasze wyniki teoretyczne uzyskane w artykule ponownie wypadają korzystnie w porównaniu z wykonanymi przez nas symulacjami metodą całek brzegowych w całym zakresie stosowanych częstotliwości.

Aktywny transport i sztuczne mikroplywaki w ograniczonej geometrii

Układy aktywne, takie jak mikroorganizmy i samodzielnie poruszające się cząstki, wykazują wiele efektów kolektywnych, takich jak tworzenie rojów (ang. swarming), nukleacja i separacja faz. We wszystkich tych przypadkach kontrola nad kierunkiem ruchu i sterowanie oddziaływaniami między poszczególnymi samodzielnymi jednostkami może otworzyć nowe możliwości projektowania materiałów ód wewnątrz". W artykule [A3], wspólnie z H. Vutukurim, E. Laugą i J. Vermantem, przedstawiamy nowy układ cząstek aktywnych. Badane cząstki Janusa są wykonane z anatazu TiO_2 i są w połowie pokryte złotem. Używając różnych długości fal światła oświetlającego, możemy szybko i na żądanie odwrócić kierunek ich ruchu, wykorzystując różne mechanizmy aktywności fotokatalitycznej po obu stronach. We wspomnianej pracy pokazaliśmy, że odwrócenie kierunku sił napędowych przyściennych zespołów cząstek aktywnych może spowodować, że zespoły te ulegające fuzji wykazują zachowania podobne do rozszczepienia. Wykazaliśmy również, że te aktywne koloidy mogą działać jako miejsca nukleacji cząstek pasywnych, jak również umożliwiają pośrednio sterowanie oddziaływaniami pomiędzy aktywnymi i pasywnymi cząstkami, prowadząc do rekonfigurowalnego skupiania



Rysunek 5: Obrazy mikroskopowe przedstawiające sposób ruchu i typowe trajektorie cząstek Janusa opisanych w [A3]. Cząstki anatazu powleczone w połowie złotem są zanurzone w roztworze nadtlenu wodoru. Jasna strona to strona tytanowa, podczas gdy ciemna strona to pokryta w połowie złotem czapka. Na schemacie złoty kolor odpowiada pokrytej złotem stronie cząstki. Kolor pioruna ilustruje długość fali światła użytego w eksperymencie (UV lub światło zielone). (a-d), swobodne ruchy Browna cząstki. Wstawka przedstawia obraz ze skaningowego mikroskopu elektronowego (SEM) powleczonej złotem cząstki Janusa z TiO_2 . (e-h), Pływak poruszający się w kierunku do przodu przy oświetleniu światłem UV. (i-l), Kierunek płynięcia cząstki jest odwrócony, gdy przełączamy oświetlenie na zielone. Strzałka przedstawia kierunek ruchu. Pasek skali ma długość $5,0 \mu\text{m}$. Pasek skali we wstawce ma $2,0 \mu\text{m}$. Rycina przedrukowana z pracy [A3].

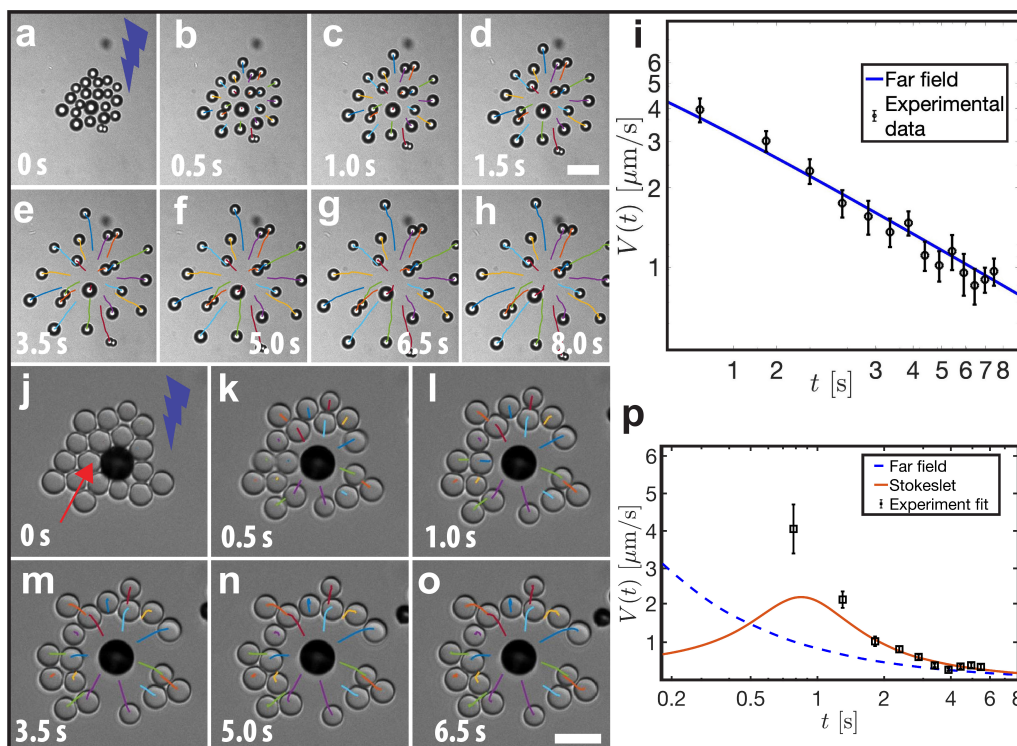
się i rozbiegania grup cząstek. Wyniki eksperymentów trafnie opisuje minimalny model hydrodynamiczny, którego jestem głównym autorem.

Projektowanie sztucznych mikroorganizmów lub układów cząstek o napędzie własnym jest obecnie przedmiotem ogromnego zainteresowania w społeczności badaczy materii aktywnej. Po pierwsze, są to modelowe układy do badania zbiorowego zachowania inspirujących je ich bardziej złożonych organizmów biologicznych. Po drugie, wykazują one różnorodne zjawiska nierównowagowe, takie jak aktywne skupianie się, segregacja i anomalne fluktuacje gęstości [145–148]. Szereg badań eksperymentalnych rozpatrywało sztuczne mikroorganizmy wykorzystujące różne strategie napędowe do pływania [145–154]. Jedną z ich klas stanowią napędzane wewnątrz cząstki foretyczne, których ważnym przykładem są cząstki Janusa. Cząstki Janusa, nazwane tak na cześć rzymskiego boga o dwóch twarzach, mają niejednorodną powierzchnię (np. dwa rodzaje pokrycia lub materiału) i poruszają się poprzez przekształcanie energii (np. chemicznej) po jednej stronie powierzchni cząstki z jej lokalnego środowiska [145–148, 155] w energię kinetyczną ruchu. W tych syntetycznych układach jedynym mechanizmem reorientacji jest dyfuzja rotacyjna cząstki, ponieważ kierunek jej wektora prędkości względem półkul pozostaje stały [148, 155]. Położenie i orientację pływaków o napędzie zewnętrznym można kontrolować za pomocą bodźców sterowanych laboratoryjnie, takich jak pola magnetyczne i elektryczne [150, 151, 156]. Jednak w tym przypadku wywołane polem dalekozasięgowe oddziaływania dipol-dipol między cząstkami są nieuniknione [157–159] i mogą uniemożliwić badania zachowania kolektywnego, kontrolowanego wyłącznie przez aktywność [156]. Dopiero niedawno w badaniach typu proof-of-concept rozważano pojedynczego pływaka z napędem wewnętrznym, który osiągnął odwrócenie kierunku ruchu przy użyciu kontrastu zwilżalności po obu stronach cząstki Janusa w różnych temperaturach [152, 160], ale mechanizm ten jest ograniczony przez proces transportu ciepła, który jest z natury powolny. Aby badać zachowania kolektywne, dynamika przełączania oddziaływań musi być szybsza niż skala czasu dyfuzji rotacyjnej w układzie. Co ważne, niektóre mikroorganizmy wykazują szybkie okresowe odwrócenie kierunku ruchu. Przykładami są *Myxococcus xanthus* [161], *Pseudoalteromonas haloplanktis* [162] i *Vibrio alginolyticus* [163], ale pływaki te stosują bardzo złożone mechanizmy molekularne do zmiany kierunku ruchu. W konsekwencji te mikroorganizmy morskie wykazują bogate zachowania zbiorowe, czego przykładem są fale przypominające ruch akordeonu [164] i wysokowydajna chemotaksja [165]. Kontrolowanie i przełączanie charakteru oddziaływań (np. przyciągające

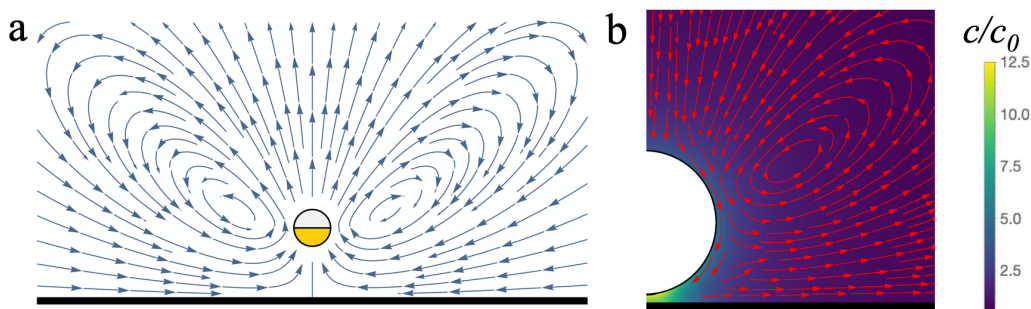
na odpychające i vice versa) między poszczególnymi jednostkami bez zmian chemicznych w budujących je materiałach jest ważnym wyzwaniem w fizyce miękkiej materii skondensowanej. Yuan i in. [166] niedawno osiągnęli to, wykorzystując różnicę w elastycznej odpowiedzi złożonej sieci ciekłokrystalicznej na modulacje światła.

W naszej pracy przedstawiamy syntetyczne cząstki aktywne zdolne do szybkiego odwracania kierunku napędu poprzez prostą zmianę długości fali światła oświetlającego z UV na zielone. Aby stworzyć taki modelowy układ, wykorzystujemy zróżnicowaną aktywność fotokatalityczną pojedynczej cząstki Janusa. Kontrola procesów chemicznych na powierzchni umożliwia szybkie odwrócenie kierunku napędu, jak pokazujemy na rys. 5. Nasz układ jest quasi-dwuwymiarowy (2D) (cząstki osiadają blisko powierzchni), co ułatwia obrazowanie i idealnie nadaje się do analizy problemu wpływu zmiany kierunku napędu na zachowania kolektywne. Jako przykład badamy zdolność tych aktywnych cząstek do organizacji zawieszonych w płynie cząstek pasywnych w dynamiczne i odwracalne dwuwymiarowe skupiska za pośrednictwem przełączalnego światłem napędu. Podczas fotokatalitycznego rozkładu nadtlenu wodoru powstają gradienty stężeń, które zależą od aktywowanej półkuli cząstki. Ponieważ wypadkowa siła działająca na cząstki znika, siły dyfuzjoforetyczne wynikające z nierównowagi stężeń wokół cząstek muszą być kompensowane przez ukierunkowany ruch cząstki i wynikającą z niego siłę oporu płynu. Jednocześnie gęstość złotej nasadki zaburza orientację cząstki względem ściany. W konsekwencji symetria powstałych hydrodynamicznych pól przepływu cząstek aktywnych zależy od ich orientacji. To z kolei determinuje charakter oddziaływań między aktywnymi i pasywnymi cząstkami. Ponadto, aby dokładniej zbadać wpływ orientacji złotej czapki", w oddzielnym eksperymencie używamy dodatkowego zewnętrznego pola magnetycznego do kontrolowania orientacji czapki i pokazujemy, że oddziaływania między aktywnymi i pasywnymi cząstkami można przełączyć z przyciągającego na odpychające i odwrotnie, wyłączając zmieniając orientację czapki. Następnie badamy pola przepływu foretycznego utworzone przez cząstki aktywne przyłączone do ściany z ustaloną orientacją złotej półkuli. Te eksperymenty służą również do lepszego zrozumienia pól przepływu wokół poszczególnych cząstek.

Z punktu widzenia modelowania proponujemy minimalny opis hydrodynamiczny. Po pierwsze, analizujemy zachowanie skupisk cząstek pasywnych obserwowane wokół cząstek aktywnych. Wcześniejsze badania teoretyczne przewidywały, że dyfuzjoforetyczne przyciąganie i odpychanie pomiędzy parami izotropowych cząstek prowadzi do skupiania się cząstek, a następnie kolektywnego ruchu ich skupisk [167]. W naszych eksperymentach, gdy skupisko izotropowych cząstek TiO_2 zostanie wystawione na działanie promieniowania UV, cząstki zaczynają przemieszczać się radialnie na zewnątrz. Nałożone trajektorie cząstek izotropowych pokazano na rys. 6(a-h)(u góry). W naszych eksperymentach stwierdzamy, że średnia prędkość cząstek jako funkcja czasu ma zależność potęgową $V \propto t^{-0.69}$. Wyjaśniamy to zachowanie za pomocą argumentu skalowania, modelując cząstki jako źródła substancji rozpuszczonej, którego gradient wzdłuż powierzchni cząstek powoduje przepływ foretyczny blisko powierzchni [155, 168, 169], który z kolei indukuje przepływ w otoczeniu cząstki. W przybliżeniu dalekiego pola, izotropowa kula wytwarza pole koncentracji chemicznej (stężenia), które zanika wraz z odległością r jak r^{-1} . Jeśli inna kula jest umieszczona w odległości l , rozpatrując ją jako poruszającą się w polu koncentracji pierwszej kuli, znajdujemy jej prędkość i ostatecznie całkujemy, aby znaleźć $V \sim t^{-2/3}$, co jest bardzo bliskie obserwacjom eksperymentalnym. Aby uzyskać głębszy wgląd w obserwowaną dynamikę, przeprowadziliśmy symulacje numeryczne, biorąc pod uwagę dwucząstkowe oddziaływanie cząstek poprzez indukowane przez nie przepływy foretyczne. Korzystając z pozycji początkowych zaczerpniętych z eksperymentu, nasze symulacje pokazują jakościowo podobne trajektorie. Empiryczne dopasowanie zależności prędkości od odległości do danych eksperymentalnych wykazuje dobrą zgodność z symulacjami i teoretycznym skalowaniem, jak pokazujemy na rys. 6(i). Te eksperymentalne wnioski sugerują, że obserwowane odpychające oddziaływania między cząstkami Janusa w świetle UV można wyjaśnić zjawiskiem samodyfuzjoforezy. Z drugiej strony, struktura cząstek Janusa wzmacnia oddziaływanie odpychające. Obserwujemy to w eksperymencie obejmującym pojedynczą aktywną cząstkę Janusa przyklejoną do powierzchni i otoczoną pasywnymi znacznikami, jak pokazano na rys. 6(j-o)(na dole). Odpychający przepływ spowodowany przez nieruchomą cząstkę można opisać w modelu minimalnym za pomocą stokesletu (siły punktowej)



Rysunek 6: (*Górny rysunek*) (a-i) Odpowiedź układu izotropowych cząstek TiO_2 na światło UV. (a-h), Zdjęcia pokazują izotropowe odpychanie poszczególnych pływaków od sąsiednich cząstek. Nałożone trajektorie pokazują kierunek ruchu cząstek. (i), Średnia prędkość cząstek zanika w czasie jako $V \propto t^{-0.69}$ i jest zgodna z przewidywanym teoretycznie skalowaniem w dalekim polu ($t^{-2/3}$). Niebieska przerywana linia to przewidywania modelu teoretycznego uzyskanego w naszych symulacjach numerycznych. (*Dolny rysunek*) (j-p) Dynamiczna reakcja cząstek pasywnych na nieruchomą cząstkę aktywną oświetloną światłem UV. (j-o), Nałożone trajektorie pokazują pasywne cząstki doświadczające izotropowego odpychania i oddalające się radialnie. (p), Empiryczne dopasowanie eksperymentalnych danych dotyczących prędkości do przewidywań teoretycznego modelu dynamiki cząstek znaczonej (linia ciągła). Doświadczalnie mierzona średnia prędkość wszystkich cząstek zanika z upływem czasu i zgadza się z polem przepływu otrzymanym numerycznie, i wytwarzanym przez unieruchomioną cząstkę aktywną, modelowaną jako przyścienny Stokeslet. Niebieska linia to przewidywanie dalekiego pola, które stosuje się dla znacznie dłuższych czasów. Pasek skali ma $5,0 \mu\text{m}$. Rysunek pochodzi z pracy [A3].



Rysunek 7: *a)* (Lewa strona) Linie pola przepływu pochodzącego od siły punktowej prostopadłej do sztywnej ściany. Efekt zasysania płynu w płaszczyźnie ściany zanika z odległością d jak $1/d^4$. *b)* (Prawa strona) Obliczone pole stężenia substancji rozpuszczonej wokół izotropowej cząstki kulistej z TiO_2 w pobliżu ściany oraz odpowiadające im pola przepływu hydrodynamicznego. Rysunek skopiowany z Informacji Uzupełniających do pracy [A3].

w pobliżu ściany [23], pokazanego na rys. 7(a). W przeciwieństwie do wcześniejszych prac obejmujących przyciąganie przez nieruchomą aktywną cząstkę [170], dynamika w naszym przypadku jest ograniczona do płaszczyzny 2D równoległej do ściany w odległości h . Prędkość znacznika zależy od odległości od stokesletu jako $R/(R^2 + 4)^{5/2}$, gdzie $R = r/h$ jest przeskalowaną odległością [171]. Relację tę można scałkować numerycznie, aby znaleźć prędkość pasywnych cząstek wskaźnikowych, które można empirycznie dopasować do danych eksperymentalnych (rys. 6(p)). Stwierdzamy dobrą zgodność z eksperymentalnym zachowaniem w dalekim polu przepływu stokesletu w płaszczyźnie, które zanika jak $1/R^4$. W bliskim polu stokeslet nie opisuje poprawnie zaobserwowanego zachowania. Jest to spodziewane, ponieważ w bliskim polu w grę wchodzi inne czynniki (np. oddziaływania steryczne, lubrykacja i potencjalne oddziaływania elektrostatyczne). Zmiana oświetlenia doprowadziłaby jedynie do odwrócenia kierunku przepływu i wielkości stokesletu, nie wpływając na jego cechy jakościowe. Aby wiernie opisać pole przepływu wokół foretycznej kuli w pobliżu ściany, wykonujemy szczegółowe obliczenia stężenia i pola przepływu, które można opisać odpowiednio przez równania Laplace'a i równania biharmoniczne i rozwiązać są we współrzędnych bisferycznych. Rozwiązania mają postać nieskończonych szeregów. Przykładowe obliczenia dla przepływów foretycznych w takiej geometrii można znaleźć w pracach [172],[B8]. Wynikowe pole przepływu przedstawiono na rys. 7(b), pokazując wyraźne różnice w stosunku do modelu siły punktowej.

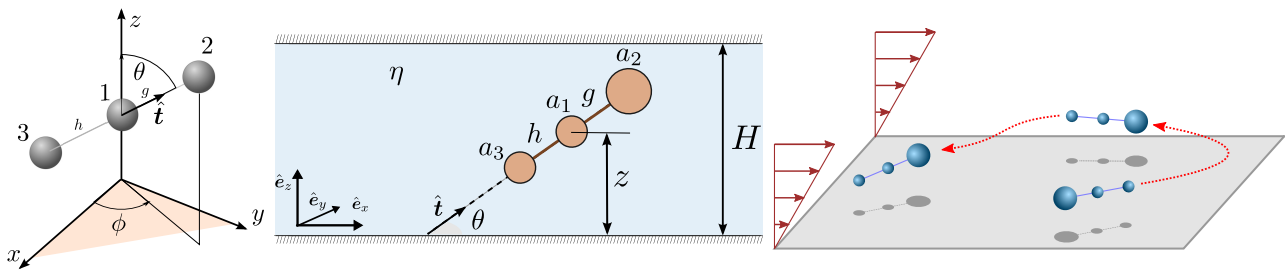
Podsumowując, w pracy [A3] proponujemy sposób wytwarzania przełączalnych fotokatalitycznych syntetycznych pływaków, które charakteryzują się prawie natychmiastowym odwróceniem kierunku napędu przez modulację światła. Szybkie przełączanie sprawia, że możemy kierować skupianiem ich w grupy oraz rozszczępianiem grup poprzez kontrolę długości fali i intensywności świecenia. W obecności wielu pływaków obserwujemy wzrost aktywnych skupisk jako konsekwencję dalekozasięgowego przyciągania indukowanego przez niejednorodne gradienty stężenia substancji rozpuszczonej. Odwrócenie kierunku napędu prowadzi do rozbicia skupisk w sposób przypominający proces rozszczępienia. Jesteśmy w stanie wyjaśnić wyniki eksperymentalne za pomocą prostego skalowania hydrodynamicznego. Uważamy, że proces wymuszonego rozbijania klastrów, w przeciwieństwie do swobodnego brownowskiego rozprzestrzeniania się, ma nowe cechy dynamiczne, które pozwalają na większą kontrolę nad kolektywną dynamiką foretycznej materii aktywnej. Nasz układ, z szybko przełączanymi oddziaływaniami, od przyciągających do odpychających i z powrotem, pokazuje nowy sposób możliwy projektowania rekonfigurowalnych materiałów poprzez budowanie ich od wewnątrz. Ponadto przedstawiony układ doświadczalny otwiera drogę do opracowania nowego opisu teoretycznego układów aktywnych, w których prędkość napędu może przyjmować wiele wartości i orientacji względem cząstki.

Sztuczne mikropływaki w obecności powierzchni

Pływające mikroorganizmy wykorzystują ogromną liczbę różnorodnych strategii, aby poruszać się lub mieszać otaczający je płyn [173–175]. Aby przezwyciężyć ograniczenie odwracalności kinematycznej równań Stokesa, opisujących ruch lepkiego płynu w mikroskali, znane jako słynne twierdzenie Purcella o małżach [176], wiele z nich wykonuje nieodwracalny w czasie ruch swoich ciał. Nawet dla izolowanego pływaka, oddziaływania hydrodynamiczne ze środowiskiem mogą poważnie wpłynąć na jego dynamikę [177, 178], prowadząc do pułapkowania powierzchniowego [179], kolistego ruchu w pobliżu ścian [180], akumulacji wywołanej przez powierzchnie [181] lub przez przepływ ścinający [182, 183] lub reorientację pływaka [184, 185]. Oddziaływanie wielu pływaków prowadzi do bogatego zbioru zachowań kolektywnych, takich jak spontaniczna propagacja fal gęstości [186–193], samoorganizacja ruchu w pasy oraz współliniowe ustawienie pływaków [194–197], separacja faz indukowana ruchliwością [198–202] oraz pojawienie się zjawiska aktywnych turbulencji [203–208]. Niektóre pływające mikroby wyewoluowały by wyczuwać, reagować i odpowiadać na przepływy zewnętrzne. Przykładami są bruzdnicowate *N. scintillans*, które wykazują bioluminescencję w celu ochrony przed drapieżnikami generującymi przepływ [209] i orzęski *S. ambiguum*, które rozwinęły komunikację hydrodynamiczną [210].

Dalekozasięgowy charakter oddziaływań hydrodynamicznych w ograniczonej geometrii może znacząco zmienić zachowanie zawieszonych cząstek lub organizmów [211]. Efekty powierzchniowe mają kluczowe znaczenie dla projektowania układów mikroprzepływowych [8, 39, 212]; spowalniają translacyjną i rotacyjną dyfuzję cząstek koloidalnych [104, 213–215][**B11**, **B12**] i odgrywają ważną rolę w żywych układach, w których ściany zmieniają trajektorie pływających bakterii, np. *E. coli* [179, 216–220] i mikroalg [221, 222]. Nawet najprostsze teoretyczne modele ruchu bakterii wykazały, że dynamika pływaka może być zaskakująco bogata [223]. Wykazano, że ograniczenie geometryczne można praktycznie wykorzystać do sterowania ruchem aktywnych koloidów po dowolnych trajektoriach [224]. Teoretyczna analiza czasów pułapkowania mikroptyków uwięzionych na powierzchniach stałych wskazała na współdziałanie oddziaływań hydrodynamicznych i rotacyjnych ruchów Browna przy procesie wiązania organizmów ze ścianą [225]. Pułapkowanie w bardziej złożonych geometriach badano w kontekście zderzeń pływających drobnoustrojów z dużymi przeszkodami [226, 227] i rozpraszania pływaków na cząstkach koloidalnych [228]. Uważa się, że ogólny mechanizm leżący u podstaw tych procesów odgrywa rolę w ważnych procesach biologicznych, takich jak tworzenie się biofilmów [229, 230].

Zróżnicowane zachowanie pływaków zostało również potwierdzone w syntetycznych układach cząstek dyfuzyjnoforetycznych o napędzie chemicznym [231–238], prowadząc do znalezienia diagramu fazowego obejmującego pułapkowanie, ucieczkę pływaków od powierzchni i stany związane. Pływanie w pobliżu powierzchni było analizowane przy użyciu dwuwymiarowego modelu osobliwości połączonego z analizą w przestrzeni zespolonej [239], teorii siły rezystywnej (ang. resistive-force theory) [240] i teorii osobliwości hydrodynamicznych [144]. Zaproponowano szereg projektów i mechanizmów potencjalnie służących do skonstruowania lub wytworzenia modelowych pływaków zdolnych do samodzielnego poruszania się w lepkim płynie dzięki wewnętrznemu, nieodwracalnemu w czasie procesowi wzbudzenia ruchu płynu. Wśród nich istotną klasą są proste układy z zaledwie kilkoma stopniami swobody niezbędnymi do złamania kinematycznej odwracalności, w przeciwieństwie do ciągłych nieodwracalnych deformacji lub lokomocji napędzanej chemicznie [174, 175, 241–244]. Znanym przykładem takiej idei jest pławak Najafiego-Golestaniana [245] obejmujący trzy ustawione w jednej linii kule; ich odległości zmieniają się okresowo, ale z różnicą faz. Ta sekwencja zmian odległości prowadzi do ruchu pływaka po prostych trajektoriach [246–249]. Co ważne, układ ten został również zrealizowany eksperymentalnie przy użyciu pęsety optycznej [250, 251]. Inspiracje pracami teoretycznymi zaowocowały szeregiem podobnych projektów, takich jak układ obejmujący jedno ramię pasywne i jedno elastyczne [252, 253], oba ramiona przypominające mięśnie [254] lub wykorzystujący model pływaka wykonany z kulek i sprężyn [255–257]. Zaproponowano również rozszerzenie tego pomysłu na ruch po trajektoriach kolistych, jak w przypadku pływaka złożonego z trzech sfer połączonych dwoma prętami pod kątem do siebie [258], z kulami na obwodzie koła połączonymi prętami jak szprychami [259] lub tworzące trójkąt równoboczny [260]. Przeanalizowano także uogólnienie problemu pływania takiego modelowego mikroor-



Rysunek 8: Szkice pływaka trójkulowego w różnych geometriach. (*Strona lewa*) Neutralny pływak trójkulowy poruszający się blisko płaskiej sztywnej ściany. Pływak jest zorientowany wzdłuż wektora jednostkowego \hat{t} scharakteryzowanego przez kąt azymutalny ϕ i kąt biegunowy θ . Kule są połączone ze sobą bardzo cienkimi prętami, przy czym chwilowe odległości między kulami 2 i 3 względem środkowej kuli 1 są oznaczone odpowiednio przez g i h . Rysunek przedrukowano z pracy [A6]. (*Środek*) Trójkulowy pływak zamknięty między dwiema płaskimi równoległymi ścianami, reprezentującymi mikrokanal. Rozmiary a_i kul określają charakter pływania mikrorobota: pchacz (ang. pusher), ściągacz (ang. puller) lub neutralny. Przedrukowano z pracy [A5]. (*Strona prawa*) Szkic trójkulowego pływaka wystawionego na działanie zewnętrznego przepływu ścinającego wykazuje reakcję reoaktyczną, prowadzącą ostatecznie do orientacji w górę strumienia. Charakterystyka pływania w obecności zewnętrznego przepływu ścinającego została opisana w pracy [A2].

bota w przypadku większej liczby połączonych kul [261]. Dalsze badania dotyczyły wpływu lepkościowych właściwości cieczy na tempo pływania [262–268], ruchu pływaka w pobliżu granicy faz [269–271] lub wewnątrz kanału [272–276] i oddziaływań hydrodynamicznych między parą sąsiednich mikroptyków w pobliżu ściany [277]. Te proste modele zawierają liczne przykłady nierównowagowych zjawisk dynamicznych. Pokazano również, że powierzchnie mogą wprowadzać porządek w kolektywnych przepływach zawiesin bakteryjnych [278–280], sugerując potencjalne zastosowania w autonomicznych układach mikroprzepływowych [281]. Krokiem w kierunku zrozumienia tych kolektywnych zjawisk jest zbadanie dynamiki pojedynczego modelu pływaka oddziałującego z powierzchnią.

W artykułach [A2, A5, A6] zajmujemy się analizą dynamiki trójkulowego pływaka Najafiego-Golestaniana w obecności powierzchni. Skupiamy się na charakterystyce i klasyfikacji obserwowanych zachowań pływaka w ograniczonej geometrii. Schematyczne reprezentacje układów rozważanych w tej serii artykułów przedstawiamy na rys. 8. Poniżej opiszemy je szczegółowo. W pracy [A6] opisujemy ruch mikroptyka w pobliżu płaskiej twardej ścianki. W artykule [A5] dokonujemy podobnej analizy w przypadku, gdy pływak jest zamknięty w mikrokanale złożonym z dwóch równoległych, płaskich ścian. W obu przypadkach obserwujemy różne rodzaje zachowań, w zależności od parametrów pływaka i jego pozycji wyjściowej. W pracy [A2] uwzględniamy wpływ zewnętrznego przepływu ścinającego, aby zbadać wywołaną przez ścinanie reorientację pływaka. Widzimy wyraźne zachowanie reoaktywne, prowadzące do możliwego ruchu w górę strumienia, zgodnie z obserwacjami bakterii w przepływach [282].

W pierwszym artykule z serii, [A6], wspólnie z A. Daddi-Moussa-Iderem, C. Hoellem i H. Löwenem, skupiamy się na prostym płymaku trójkulowym w pobliżu płaskiej twardej ściany, jak na rys. 8(po lewej stronie). Najpierw przedstawiamy model dynamiki stokesowskiej pływaka. W tym artykule rozważamy pływak Najafiego-Golestaniana złożonego z trzech identycznych kul, co oznacza, że jego hydrodynamiczne pole przepływu nie ma wkładu dipolowego - taki pływak jest więc nazywany neutralnym. Pływak jest zanurzony w spoczywającym płynie, a siły i prędkości kul są liniowo powiązane. Narzucamy również ograniczenie ruchu ciała pływaka jako bryły sztywnej. Ponieważ podczas pływania w mikroskali siła napędowa generowana przez ciało i jej moment obrotowy są równoważone odpowiednio oporem hydrodynamicznym i momentem sił tarcia płynu, a zatem poprzez narzucenie tych warunków określamy prędkość pływaka. Ruch napędzany jest przez narzucone oscylacje odległości pomiędzy kolejnymi kulami. Umożliwiamy również obracanie się kul wokół długiej osi pływaka. Te właściwości pozwalają nam wyprowadzić wyrażenia na równania ewolucji trajekto-

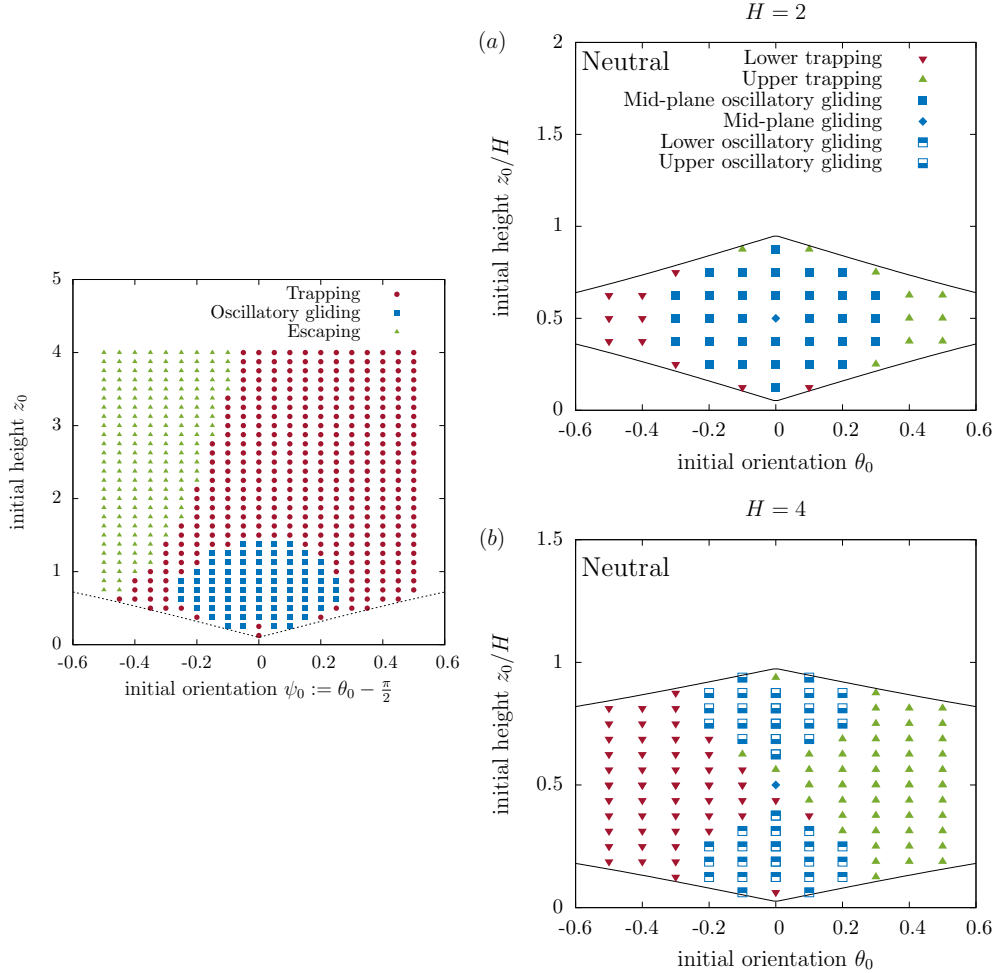
rii pływaka, które całkowujemy numerycznie, żeby znaleźć rozwiązania dla danych warunków początkowych. Oddziaływania hydrodynamiczne w symulacjach uwzględniamy w sposób przybliżony przy użyciu wcześniej wyprowadzonych wyrażeń dla ruchliwości jednocząstkowej pojedynczej sfery autorstwa Cichockiego i Jonesa [283]. Dla ruchliwości dwucząstkowej wykorzystujemy wyniki Swana i Brady'ego [31], co jest uzasadnione potrzebą mniejszej dokładności dla tego typu oddziaływań, ponieważ sfery są od siebie znacznie oddalone przez nałożone ograniczenia ruchu ciała sztywnego pływaka.

Analiza otrzymanych numerycznie trajektorii pozwala nam scharakteryzować dynamikę pływaka. W przypadku, gdy nie ma ruchu obrotowego poszczególnych sfer, ruch pozostaje dwuwymiarowy i określamy diagram fazowy pływania dla danej początkowej orientacji i wysokości pływaka nad ścianą, jak pokazujemy na rys. 9(lewa strona). W zależności od wartości parametrów znajdujemy trzy możliwe scenariusze. Pływak może zostać uwięziony przez ścianę, uciec od ściany lub wykonywać nietrywialny oscylacyjny ruch ślizgowy. W stanie uwięzienia pływak zbliża się do ściany i stopniowo ustawia się prostopadle do ściany. Następnie unosi się na stałej wysokości nad ścianą. Stan ucieczki obserwuje się u pływaków początkowo odwróconych od ściany. Najbardziej interesującym stanem jest jednak oscylacyjne szybowanie, w którym pływak wykonuje ruch oscylacyjny, periodycznie unosząc i obniżając położenie środka ciężkości oraz orientację. Wektor wskazujący jego orientację wykonuje podobny ruch oscylacyjny. To zachowanie jest widoczne tylko dla obszaru warunków początkowych odpowiadających małej wysokości początkowej i orientacjom bliskim równoległym do ścianki. Aby dokładniej zbadać granice między regionami, analizujemy trajektorie na przecięciu różnych rodzajów ruchu i wiążemy stan początkowy z obserwowanymi charakterystykami ruchu, takimi jak amplituda i długość fali oscylacji. W celu ilościowego opisu przejść wprowadzamy do systemu odpowiednie parametry porządku.

W przypadku przejścia pułapkowanie–ucieczka jako parametry porządku wybieramy odwrotność wysokości szczytowej (piku) pływaka osiągniętej przed złapaniem w stanie pułapkowanym oraz odwrotność odległości pokonanej wzdłuż ściany do punktu odpowiadającego najwyższemu położeniu. Zauważamy, że odwrotność wysokości piku wykazuje skalowanie przy przejściu do stanu odpowiadającego ucieczce, z wykładnikiem równym $1/3$. Odwrotność poziomego (wzdłuż ściany) położenia piku również wykazuje takie zachowanie, jednak z wykładnikiem $5/6$. Aby zbadać przejście między stanami pułapkowania i szybowania oscylacyjnego, skupiamy się na średniej prędkości pływania równoległe do ściany, skalowanej przez prędkość swobodnego pływania. Jako drugi parametr porządku wybieramy amplitudę oscylacji. Oba proponowane parametry znikają w stanie pułapkowania, gdyż wtedy pływak osiąga stałą wysokość nad ścianą i ustawia się zgodnie się z kierunkiem pionowym. Przejście od szybowania oscylacyjnego do pułapkowania jest zatem pierwszego rzędu, z nieciągłością parametru porządku.

Aby wyjaśnić przejścia pomiędzy fazami ruchu, opracowaliśmy przybliżony model dynamiki pływaka w dalekim polu, wyrażający odpowiednie funkcje ruchliwości jako szeregi potęgowe w stosunku a/z , gdzie a to promień kuli, a z jest odległością ściana-cząstka. Rozwijając do drugiego rzędu w a i ograniczając się do wyrażeń wiodących w $1/z$, wyprowadzamy analityczne równania dla uśrednionej po wewnętrznych oscylacjach pływaka dynamiki daleko od ściany (dla położenia i orientacji). Na podstawie tego równania identyfikujemy pole przepływu wywołane przez neutralnego pływaka w pobliżu ściany, które składa się z kombinacji dwóch osobliwości przepływu: kwadrupola siły i dipola źródłowego [122, 144]. Model ten pozwala nam znaleźć przybliżone trajektorie, co w szczególności daje nam wgląd w zachowanie parametrów porządku. Jak pokazujemy analitycznie, zachowanie w wiodącym rzędzie odwrotnej wysokości piku przy przechodzeniu pomiędzy stanami pułapkowania i ucieczki skaluje się z wykładnikiem $1/3$, a odwrotne położenie piku pokazuje wykładnik $5/6$ w przejściu, co wyjaśnia i uzasadnia numeryczne przewidywania pełnego modelu hydrodynamicznego.

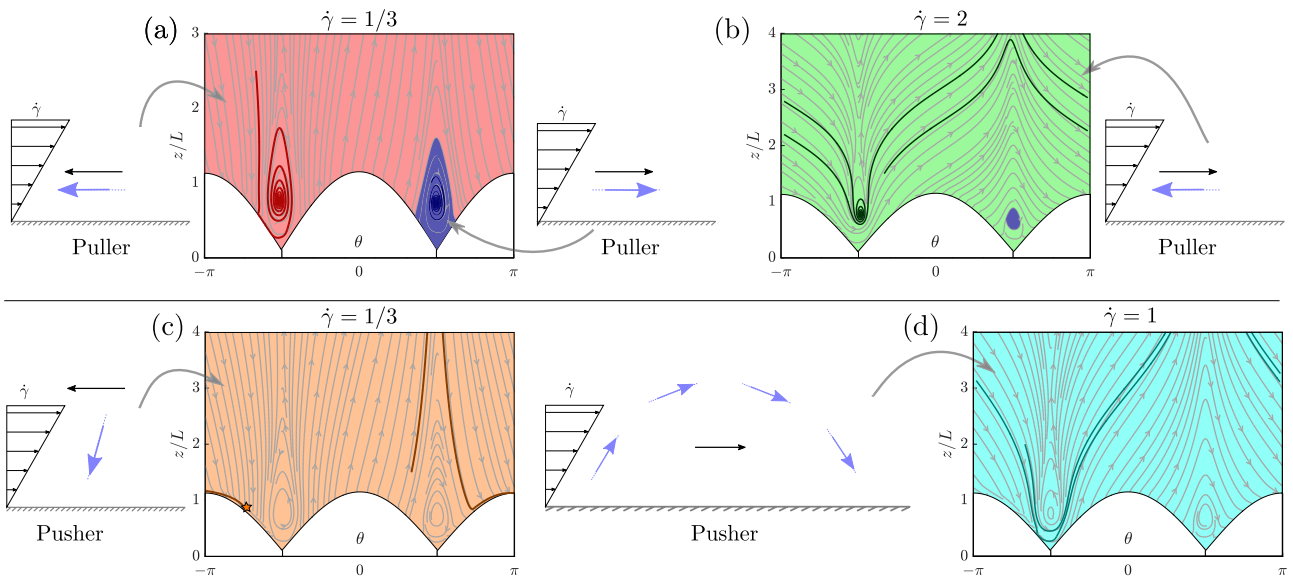
W ostatniej części włączamy wewnętrzne obroty poszczególnych sfer. Dodanie tego stopnia swobody sprawia, że dynamika staje się w pełni trójwymiarowa. Jednak po dostosowaniu definicji parametrów porządku w tym przypadku i konstrukcji odpowiedniego modelu w dalekim polu, który ponownie odwzorowuje dynamikę quasi-2D, odzyskujemy te same skalowania, jak opisano wcześniej. W ten sposób potwierdzamy, że uwzględnienie dominujących wyrazów pola przepływu jest wystarczające, aby odtworzyć ogólne cechy dy-



Rysunek 9: (*Strona lewa*) Diagram fazowy ilustrujący możliwe scenariusze pływania dla pływaka trójkulowego w pobliżu ściany. Linia przerywana ogranicza geometrycznie dostępny region. Na tym wykresie przyjmujemy, że promienie sfer wynoszą $a = 0,1L$, przy średniej odległości między kulami wynoszącej L . Rysunek pochodzi z pracy [A6]. (*Strona prawa*) Diagram fazowy scenariuszy pływania dla neutralnego pływaka trójkulowego zamkniętego między dwiema równoległymi ścianami, w odległości H od siebie, dla $H/L = 2$ (u góry) i $H/L = 4$ (u dołu). Symbole przedstawiają końcowe zachowania pływaka dla danej orientacji początkowej i odległości od ścian kanału. Linie ciągłe odpowiadają sytuacjom wykluczonym geometrycznie. Obserwujemy stany podobne do tych obserwowanych blisko pojedynczej ściany, z dodatkowym trybem szybowania w płaszczyźnie środkowej. Rysunek pochodzi z pracy [A5].

namiki pływaka trójkulowego w pobliżu ściany. Co ciekawe, niedawne eksperymentalne realizacje takiego pływaka z użyciem pęsety optycznej [250, 251] otwierają możliwość weryfikacji proponowanego modelu w warunkach laboratoryjnych.

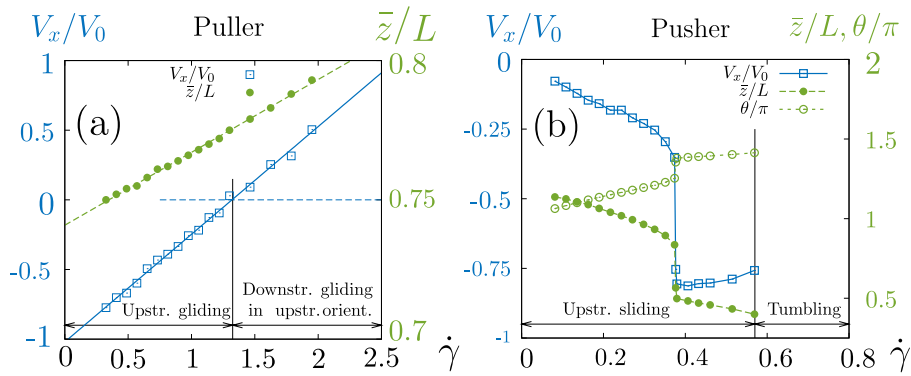
Metodę analizy zaproponowaną w pracy [A6] zastosowaliśmy również do modelowania ruchu pływaka trójkulowego w kanale. W tym celu w pracy [A5], napisanej w szerokiej współpracy z A. Daddi-Moussa-Iderem, A. Mathijssenem, C. Hoellem, S. Gohem, J. Bławdziewiczem, A. Menzelem i H. Löwenem, analizujemy ruch modelowego pływaka ujętego pomiędzy dwiema płaskimi i równoległymi ścianami, jak naszkicowano na rys. 8(w środku). Wysokość kanału H jest kolejnym parametrem wpływającym na dynamikę. W tych badaniach, inaczej niż [A6], rozszerzamy naszą analizę z pływaków neutralnych na pływaki typu pchacz (ang. *pusher*) i ściągacz (ang. *puller*). Charakterystyczne przepływy indukowane przez te ostatnie mają charakter dipolarny w dalekim polu, co odpowiada dłuższemu zasięgowi oddziaływań niż pławak neutralny. Osiągamy to poprzez uwzględnienie różnych promieni sfer składowych pływaka. Kinematyka pływania jest narzucona identycznie jak w pracy [A6], a główną różnicą jest efekt hydrodynamiczny ograniczających ścian. Funkcja Greena dla kanału utworzonego przez dwie równoległe, płaskie ściany została po raz pierwszy wyprowadzona przez Lirona i Mochona [284] przez połączenie transformacji Fouriera z metodą obrazów. Alternatywnie, stosując metodę odbić, Mathijssen *in. [42]* uzyskali funkcję Greena daną przez nieskończoną serię obrazów. My przyjęliśmy inne podejście, oparte na rozkładzie pól wektorowych po transformacji Fouriera na składowe podłużne, poprzeczne i normalne do ścian. Po odwróceniu funkcje Greena są następnie wyrażane w postaci całek Bessela pierwszego rodzaju, a szereg można ucinąć na żądanym rzędzie. Tutaj nie pozwalamy na wewnętrzny obrót kul, więc ruch ponownie redukuje się do dynamiki płaskiej (dwuwymiarowej). Przybliżamy oddziaływania hydrodynamiczne, ograniczając się do uwzględnienia tylko ruchliwości jednocząstkowych i dwucząstkowych sferycznych cząstek składowych. Aby przedstawić ruchliwość hydrodynamiczną kul pomiędzy dwiema równoległymi ścianami, obliczamy funkcje ruchliwości jednocząstkowej, oceniając wywołane przez powierzchnie poprawki do pola przepływu w położeniu cząstki, stosując metodę odbić [7, 12]. Weryfikujemy również dokładność tego przybliżenia, porównując z precyzyjnymi wynikami metody multipolowej dla dwóch równoległych ścian [285–287]. Ruchliwości dwucząstkowe oceniamy na podstawie analizy serii odbić przedstawionych szczegółowo w artykule. Przewidywania pełnego modelu hydrodynamicznego pozwalają nam ponownie sporządzić mapę przestrzeni fazowej i zidentyfikować różne schematy zachowania w pobliżu ścian. Przykładowe wyniki dla pływaka neutralnego przedstawiamy na rys. 9(prawa strona). W zależności od wysokości kanału, znajdujemy obszary o różnym zachowaniu, ale możemy rozróżnić symetrycznie rozmieszczone stany pułapkowania i oscylacyjne ślizgania w pobliżu górnej lub dolnej ściany, znalezione wcześniej w [A6], oraz nowy stan szybowania w płaszczyźnie środkowej. Początek zachowania oscylacyjnego obserwowanego u pływaków neutralnych można przypisać hydrodynamicznemu momentowi kwadrupolowemu, który odwraca pływaka od najbliższej ściany [288]. Podobne stabilne oscylacje zaobserwowano również dla obojętnego pływaka typu skręcacza (ang. *squirmer*) w rurce kapilarnej [273]. Sytuacja staje się inna w przypadku pchaczy i ściągaczy. Dominujący składnik pola przepływu jest teraz dipolowy, a nie kwadrupolowy (jak dla pływaka neutralnego). W przypadku pchaczy, gdy przednia kula jest większa, wszelkie oscylacje są wzmacniane i nie występuje stan ślizgu. Ostatecznie wszystkie trajektorie prowadzą do stanów uwięzionych na jednej z granic. W przypadku ściągaczy, z większą kulą tylną (rufową), widzimy inną dynamikę, w której początkowe oscylacje są ostatecznie tłumione, a pławak wykonuje ściśle poziomy ruch ślizgowy w pobliżu górnej lub dolnej ściany. Występują również stany uwięzione, jednak dla dużych wartości współczynnika dipolowego są one zastępowane nowymi stanami ślizgowymi, w których pławak zachowuje stałą niezerową orientację i przesuwają się wzdłuż ścian kanału na stałej wysokości. Zbadaliśmy również analitycznie stabilność pływania wzdłuż linii środkowej, biorąc pod uwagę perturbacje wokół stanu symetrycznego. Odkrywamy, że powyżej krytycznej szerokości kanału pojawia się widelkowa bifurkacja na ruch oscylacyjny i scharakteryzowaliśmy to przejście analitycznie. Nasze wyniki mogą być przydatne przy projektowaniu pływających mikrorobotów w ograniczonej geometrii. Charakterystyka końcowych stanów dynamicznych dla zadanych warunków początkowych



Rysunek 10: Diagramy przestrzeni fazowej pływania pod prąd, pokazujące dynamikę w przestrzeni orientacja–wysokość dla różnych natężeń przepływu ścinającego (szybkości ścinania). Szare linie pokazują linie prądu w przestrzeni fazowej, a kolorowe linie wyznaczają przykładowe trajektorie. Kolory tła wskazują stan końcowy. Wstawki pokazują odpowiednie zachowanie w stanie końcowym, z niebieskimi strzałkami na osi oznaczającymi kierunek, a czarne strzałki powyżej pokazują wypadkowy kierunek ruchu (w układzie laboratoryjnym), będący sumą adwekcji i ruchu własnego pływaka. (a). Ściągacze przy $\dot{\gamma} = 1/3$. Na czerwonym polu pływak w stanie końcowym płynie pod prąd, zorientowany wzdłuż powierzchni. Niebieskie pole odpowiada ruchowi równoległemu z prądem. (b). Ściągacze przy $\dot{\gamma} = 2$. Zielone pole oznacza ruch w dół strumienia z orientacją równoległą i wskazującą w górę strumienia. (c). Pchacze przy $\dot{\gamma} = 1/3$. Brązowe pole przedstawia wszystkie pływaki poruszające się w górę przepływu, zorientowane prawie prostopadle do powierzchni. Pomarańczowa gwiazdka wskazuje ostateczny punkt stały. (d). Pchacze przy $\dot{\gamma} = 1$. Turkusowe pole oznacza, że wszystkie pływaki przesuwają się w dół strumienia ruchem koziółkującym, odrywając się od powierzchni. Białe łukowe obszary są niedostępne geometrycznie. Rysunek pochodzi z pracy [A2].

może być szczególnie użyteczna przy projektowaniu urządzeń mikroprzepływowych przeznaczonych do manipulacji i sortowania mikroptwywaków. Pokazaliśmy również, że przybliżenia analityczne można z powodzeniem wykorzystać do opisu ruchu modelowego mikroptwywaka.

Oba artykuły opisane powyżej dotyczą wpływu ograniczających powierzchni na ruch mikrorobotów w spoczywającym płynie. Jak wspomnieliśmy we wstępie, w wielu doświadczalnych sytuacjach mikroskopijne pływaki są jednak wystawione na działanie przepływu zewnętrznego. W artykule [A2] skupiamy się na problemie transportu ładunku przez prostego pływaka trójkulowego typu Najafiego-Golestianiana [245, 289] w obecności zewnętrznego przepływu ścinającego w pobliżu płaskiej ścianki. Rozważamy przypadek, w którym jedna kula jest większa niż inne, aby utrzymać transportowany ładunek. W zależności od tego, czy jest to przednia, czy tylna kula, czyni to pływaka pchaczem lub ściągaczem. Charakterystyka przepływu hydrodynamicznego pola dalekiego generowana przez takiego pchacza (ściągacza) odpowiada rozciągliwemu (kurczliwemu) dipolowi Stokesa [290, 291]. Rozważamy dynamikę pływaka poddanego zewnętrznemu przepływowi ścinającemu. Dla pływaka o długości $2L$ i prędkości swobodnego pływania V_0 (daleko od ścian), przepływ ścinający można scharakteryzować bezwymiarowym współczynnikiem ścinania $\dot{\gamma}$ takim, że wymiarowy współczynnik – szybkość ścinania – wynosi $\dot{\gamma}^* = \dot{\gamma}V_0/L$. Dynamikę pływania określamy uwzględniając oddziaływania hydrodynamiczne między kulkami a ścianą, w tym zewnętrzny przepływ ścinający, w przybliżeniu Rotne-Pragera-Yamakawy, które uwzględnia różne promienie cząstek [17]. Używając formalizmu tensora zaburzenia ścinania



Rysunek 11: Wydajność reotaktyczna ściąagaczy (a) i pchaczy (b), jako funkcja narzuconej szybkości ścinania przepływu zewnętrznego. Prędkość pływaka $V_x(\dot{\gamma})$ jest pokazana jako niebieskie kwadraty, z ujemnymi wartościami wskazującymi na ruch w górę strumienia; kąt orientacyjny $\theta(\dot{\gamma})$ zaznaczono jako zielone otwarte kółka, a położenie centralnej kuli $\bar{z}(\dot{\gamma})$ jako zielone pełne kółka. Rysunek pochodzi z pracy [A2].

(ang. shear disturbance tensor), włączamy efekt przepływu zewnętrznego do dynamiki. Za pomocą tych elementów konstruujemy uogólniony tensor ruchliwości, który wiąże prędkości ruchu postępowego i obrotowego każdej kuli z siłami hydrodynamicznymi i ich momentami. Podobnie jak poprzednio, ruch jest określany przez narzucenie warunku znikania momentu obrotowego i siły wypadkowej oraz przez określenie oscylacyjnej kinetyki wewnętrznej pływaka. Najpierw badamy tendencję pływaków do ruchu pod prąd, w górę przepływu, zaczynając od dowolnych orientacji. W zależności od typu pływaka (pchacz ładunku lub ściągacz), identyfikujemy różne mechanizmy reorientacji, jednak wszystkie z nich prowadzą do pozytywnej reakcji reotaktycznej, wskutek której pływaki ustawiają się w kierunku przepływu i płyną pod prąd. Przy bardzo silnym ścinaniu prędkość pływania nie przekracza już lokalnego przepływu, zatem pływaki są unoszone w dół strumienia, ale nadal mogą zachować orientację w górę. Z biegiem czasu wszystkie trajektorie zbiegają zatem do dwuwymiarowej płaszczyzny ścinania. Zarówno ściągacze, jak i pchacze pływają w górę strumienia przy słabych przepływach, ale robią to w zupełnie inny sposób. Trójkulowe ściągacze mają tendencję do pływania prawie równoległe do ściany z dyrektorem (wektorem wskazującym orientację) lekko skierowanym w kierunku powierzchni. Większa tylna kula ma tendencję do wystawiania na silniejszy przepływ, więc ściągacz może obracać się w kierunku przeciwnym do przepływu. Ten mechanizm reorientacji nazwano „efektem wiatrowskazu” [292, 293]. Co ważne, ściągacze zbiegają do płaszczyzny ścinania raczej powoli. Z drugiej strony, pchacze mają tendencję do pływania prawie prostopadłe do powierzchni, z dyrektorem skierowanym lekko w górę strumienia. Ponieważ tylna kula wystaje z nurtu, szybko przemieszcza się w dół strumienia, a pływak orientuje się w górę. Ponieważ w tym przypadku „ogon” odstaje znacznie dalej, pchacze mają znacznie szybszą reorientację dzięki silniejszemu „efektowi wiatrowskazu”. W związku z tym ich ładunek może zostać wykorzystany do wzmocnienia reakcji reotaktycznej. Ta fundamentalna różnica geometryczna wpływa również na prędkość, z jaką dwa typy pływaków mogą poruszać się pod prąd. W płaszczyźnie ruchu wzdłuż kierunku przepływu ścinającego możemy określić ilościowo dynamikę pływaka w przestrzeni fazowej rozpiętej przez odległość od ściany i orientację pływaka, które stają się naturalnymi zmiennymi dla badanego układu dynamicznego. Stany reotaktyczne klasyfikujemy wykonując analizę punktów stałych. Rysunek 10 pokazuje ewolucję trajektorii w przestrzeni fazowej, z górnym rzędem przedstawiającym ściągacze, a dolnym - pchacze. Pływanie w stanie ustalonym odpowiada stabilnym punktom stałym, które jednak zależą od natężenia przepływu. Przy słabych przepływach ściągacze mają tendencję do pływania w górę strumienia równoległe do powierzchni, przy czym niewielka część warunków początkowych prowadzi również do równoległego pływania w dół strumienia. Przy silnych przepływach, [Rys. 10(b)], prawie wszystkie ściągacze są przemieszczane w dół, wykazując ruch „kiwający się”, który jest przejściowy, a ostatecznym stabilnym stanem jest taki, w którym znajdują się one na powierzchni i są zorientowane w górę strumienia. Przy jeszcze silniejszych przepływach ściągacze są skiero-

wane w górę, ale są unoszone w dół. Pchacze pokazują inną dynamikę, ponieważ oba stałe punkty o równoległej orientacji są niestabilne. W rezultacie przy małym ścinaniu pchacze mają tendencję do ustawiania się w linii z kierunkiem prostopadłym do ściany, z niewielkim odchyleniem w górę strumienia [Rys. 10(c)]. Niezależnie od warunków początkowych, wszystkie pchacze zbiegają do stanu oznaczonego pomarańczową gwiazdą. Wraz ze wzrostem natężenia przepływu portrety fazowe pozostają niezmiennione. Przy jeszcze większych przepływach, gdy $\dot{\gamma} = 1$, punkt stały z pomarańczową gwiazdą również staje się niestabilny, więc pchacze odrywają się od ściany i płyną w dół strumienia po trajektoriach podobnych do łuków. W dalszej analizie, po określeniu stabilnych punktów stałych, określamy charakterystyki tych trybów pływania dla różnych szybkości ścinania. W szczególności obliczamy prędkość przemieszczania się wzdłuż ściany (ujemną dla pływania pod prąd), kąt orientacji i wysokość centralnej kuli, znajdując bardzo różne zachowanie dla pchaczy i ściągaczy, jak pokazano na rys. 11. Ściągacze w słabych przepływach mogą poruszać się szybko w górę strumienia, z prędkością prawie równą prędkości swobodnego pływania. Przy wyższych szybkościach ścinania prędkość wzrasta liniowo, ostatecznie prowadząc do adwekcji pływaków w dół strumienia przy dużym ścinaniu. Prędkość pływania w górę strumienia zbliża się do zera około $\dot{\gamma} \approx 1,35$. Co zaskakujące, w przypadku pchaczy obserwujemy odwrotne zachowanie, przy czym prędkość ruchu w górę strumienia jest bliska zeru w słabych przepływach, ale ich ustawienie dla silniejszych przepływów prowadzi do zwiększonej migracji w górę strumienia przy dużym ścinaniu. Widzimy ostre przejście w okolicach $\dot{\gamma} \approx 0,38$, gdzie wysokość pływaka nad powierzchnią pływaka nagle spada, zaś prędkość pływania pod prąd rośnie. Po zwiększeniu przepływu prędkość pozostaje w przybliżeniu stała do momentu, w którym pchacze odcepiają się przy około $\dot{\gamma} \approx 0,56$.

Podsumowując, pokazujemy, że zarówno pchacze ładunku, jak i ściągacze mają tendencję do pływania pod prąd w pobliżu powierzchni, ale w bardzo różny sposób. Wydajność reotaktyczną można poprawić, wykorzystując ładunek i dostrajając geometrię. Różne zachowania pływających pchaczy i ściągaczy w przepływach ścinających mogą być zoptymalizowane dla różnych zastosowań. Na przykład, aby przetransportować ładunek [294] w górę strumienia w zmiennych, fluktuujących przepływach, korzystne może być użycie ściągacza ze względu na jego stabilność, podczas gdy przy silnych, ale stabilnych przepływach pływak podobny do pchacza może być bardziej praktyczny. W porównaniu z istniejącymi realizacjami eksperymentalnymi zauważamy, że w przypadku autoforetycznych nanoprętów Janusa, ściągacze przyjmują większy kąt nachylenia w porównaniu z pchaczami i szybciej zmieniają orientację w stosunku do przepływu [295], podczas gdy widzimy, że jest odwrotnie w przypadku pływaków trójkulowych. Dochodzimy do wniosku, że charakterystyka hydrodynamiczna pola dalekiego (moment dipolowy) może nie wystarczyć do oceny wydajności reotaktycznej. Zaobserwowano również, że kuliste katalityczne cząstki Janusa poruszają się w górę strumienia w pobliżu powierzchni [296]. Naturalnym rozszerzeniem naszej pracy byłoby włączenie efektów chiralności, istotnych dla dynamiki plemników [297, 298] i wici bakteryjnych [298]. Moment obrotowy indukowany przez tę chiralność może prowadzić do pojawienia się nowych reżimów dynamicznych dostępnych po przekroczeniu progu krytycznych współczynników ścinania [293]. Niemniej jednak nasza praca dostarcza ważnych informacji na temat strategii projektowych mających na celu wywołanie i maksymalizację wydajności reotaktycznej.

Dwuwymiarowy transport dyfuzyjny w obecności ścianki

W artykule [A7] zwracamy uwagę na jeszcze jedną cechę ruchów Browna w ograniczonej geometrii, a mianowicie na jego zmniejszoną wymiarowość, która może odgrywać ważną rolę w rozwoju narzędzi teoretycznych do analizy danych doświadczalnych. Praca, której współautorami są L. Koens i E. Lauga, była motywowana eksperymentami obejmującymi dwuwymiarową pasywną dyfuzję koloidów w kształcie bumerangów, śledzoną za pomocą mikroskopii wideo przez Chakrabarty'ego *i in.* [299]. Procedura eksperymentalna polega na śledzeniu geometrycznego środka bumerangu (oznaczonego przez CoB, ang. body centre), a zmierzone rozkłady prawdopodobieństwa dla położenia tego punktu w różnych momentach pokazują wyraźne niegaussowskie ogony w ich funkcji gęstości rozkładu prawdopodobieństwa. Dlatego używając tych danych do scharakteryzowania ruchu, możemy pozornie zidentyfikować anomalną dyfuzję, oraz zaobserwować średni dryf cząstki. W artykule [A7] rozwijamy ogólne teoretyczne wyjaśnienie tych pomiarów, a w szczególności

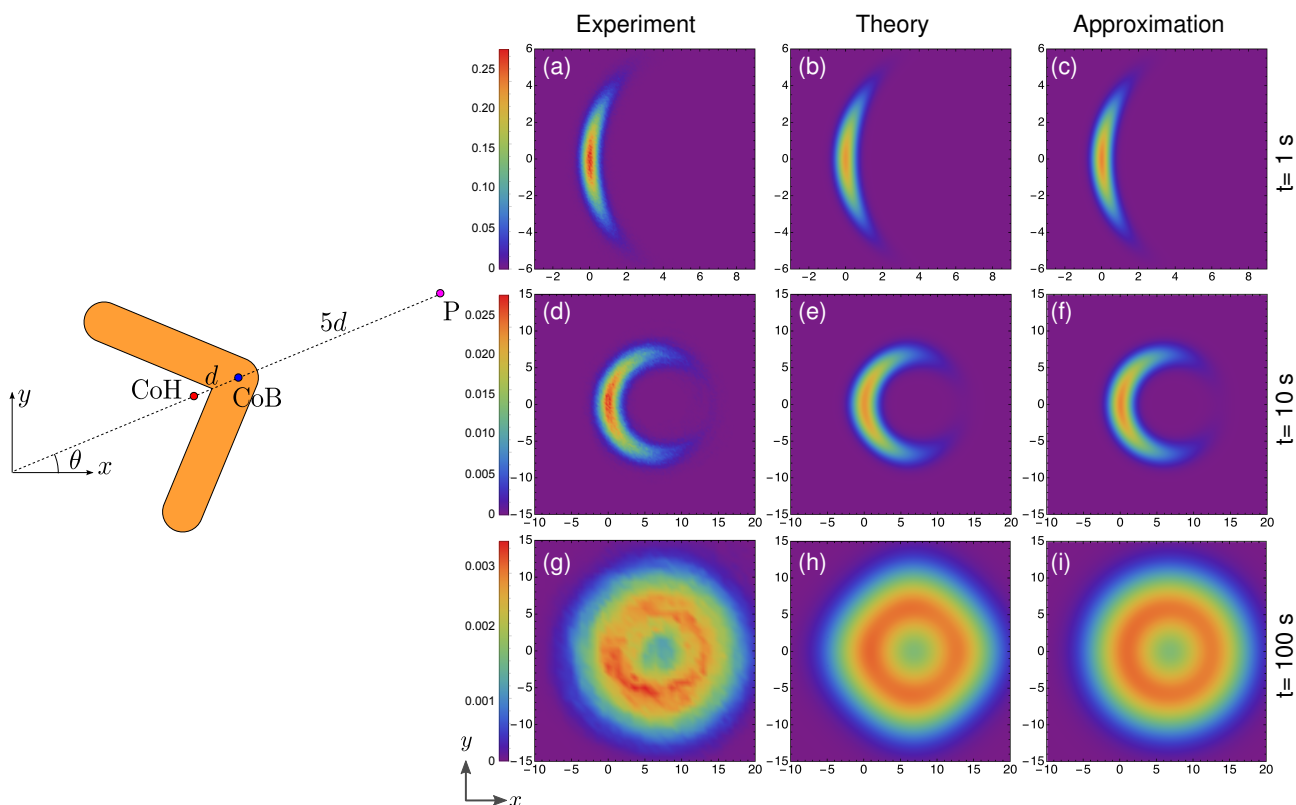
pokazujemy, skąd w tym gaussowskim procesie ruchów Browna mogą pojawić się elementy niegaussowskie. Nasz pomysł polega na obliczeniu dwuwymiarowych gęstości prawdopodobieństwa w punkcie cząstki, zwanym centrum ruchliwości (CoM, ang. centre of mobility), gdzie wszystkie rozkłady są gaussowskie, a następnie przekształceniu ich do innego punktu odniesienia. Nasz model wyraźnie oddaje wyniki eksperymentalne bez żadnych parametrów dopasowania i pokazuje, że jednowymiarowe rozkłady prawdopodobieństwa mogą również wykazywać silnie niegaussowskie kształty. Wyniki te wskazują, że wybór punktu śledzenia może spowodować znaczne odejście od statystyki gaussowskiej, pozornie pozostające w sprzeczności z niektórymi typowymi technikami modelowania.

Historycznie, ruchy Browna sferycznych cząstek scharakteryzowano na początku XX w. zarówno teoretycznie [300–302], jak i eksperymentalnie [303], tym samym wiążąc wewnętrzną mikrostrukturę płynu z jego makroskopowymi właściwościami transportowymi. Ta myśl została następnie rozszerzona na bardziej złożone układy, takie jak dyfundujące koloidy o niekulistych kształtach [304, 305] lub balistyczne zachowanie cząstki wkrótce po wzbudzeniu [306]. Dopiero stosunkowo niedawno eksperymentom udało się zbadać te efekty niesferyczności [307–310] i reżim balistyczny dynamiki [311]. Zdolność badania dynamiki kształtów anizotropowych z kolei ujawniła nowe, ekscytujące zachowania cząstek [299, 312], co stymulowało rozwój modeli teoretycznych do ich wyjaśnienia [313–315].

Dla trójwymiarowej cząstki o dowolnym kształcie, poruszającej się w przepływie Stokesa, istnieje szczególny punkt, zwany środkiem ruchliwości (CoM), w którym tensory ruchliwości μ^{tr} i μ^{rt} sprzężenia translacyjno-obrotowego są symetryczne [305]. Punkt ten można znaleźć explicite, analizując macierz ruchliwości w dowolnym punkcie cząstki, używając reguł transformacji podanych np. w monografii Kima i Karilli [316]. W CoM, pełne funkcje rozkładu gęstości prawdopodobieństwa pozostają przez cały czas gaussowskie, zgodnie z klasycznym opisem ruchów Browna [314]. Z drugiej strony, gęstości prawdopodobieństwa obliczone w innym punkcie cząstki nie mają gwarancji statystyki gaussowskiej, gdyż dla punktów odniesienia poza CoM obserwujemy przy swobodnej dyfuzji przesunięcie średnie i średniokwadratowe wykazujące zachowanie przejściowe w czasie [307, 312, 314, 317]. Te efekty zanikają na rotacyjnych skalach czasu układu, a długoczasowe graniczne szybkości dyfuzji są nie tylko niezależne od położenia, ale także identyczne z tymi uzyskanymi w punkcie CoM [317].

W układzie dwuwymiarowym cząstka ma tylko jeden obrotowy stopień swobody, a środek ruchliwości (albo jego dwuwymiarowy odpowiednik, nazywany centrum hydrodynamicznym CoH) można zdefiniować jako punkt, w którym znikają tensory sprzężenia translacyjno-rotacyjnego i w efekcie nie ma sprzężenia między translacjami a rotacją cząstki [310]. Macierz ruchliwości można obliczyć w dowolnym układzie odniesienia. W dwóch wymiarach macierz ruchliwości to tensor 3×3 , obejmujący część translacyjną daną przez macierz 2×2 , pojedynczy współczynnik obrotowy i dwa współczynniki łączące ruch obrotowy z postępowym. Odpowiednią macierz dyfuzji w punkcie CoH można wyznaczyć przy użyciu standardowych dwuwymiarowych reguł transformacji macierzy ruchliwości dla przepływów Stokesa [316]. Fizycznie, dwuwymiarowe centrum hydrodynamiczne CoH odgrywa identyczną rolę jak trójwymiarowy punkt CoM, ponieważ pełne rozkłady gęstości prawdopodobieństwa określone dla tego punktu pozostają przez cały czas gaussowskie. Wybór innego punktu może prowadzić do innej statystyki.

Idealnie byłoby, gdyby eksperymenty śledziły tylko punkt CoM (lub CoH) ze względu na szczególną prostotę opisu teoretycznego. Jednak jest to często niepraktyczne, ponieważ te punkty mogą leżeć poza ciałem. Dlatego zwykle pomiary śledzą charakterystyczny fizyczny punkt cząstki, taki jak jej środek geometryczny, który może podlegać przejściowym i prawdopodobnie innym niż gaussowskie statystykom. Aby scharakteryzować te statystyki, Chakrabarty *i in.* rozważali dwuwymiarowy ruch Browna cząstki w kształcie bumerangu [310, 312]. Te kształty są użyteczne badawczo, ponieważ CoH tych cząstek leży między ich dwoma ramionami i można je przesunąć, zmieniając asymetrię długości ramion bumerangu [310]. Aby określić położenie i orientację cząstek, opracowano bardzo precyzyjne algorytmy ich śledzenia [318]. Prace [310, 312] eksperymentalnie wykazały, że średnie i średniokwadratowe przemieszczenie punktu geometrycznego wykazywało przejście od krótkoczasowej szybszej do długoczasowej wolniejszej dyfuzji z krótkoczasowymi współczynni-



Rysunek 12: (Lewa strona) Szkic cząstki w kształcie bumerangu użytej w eksperymentach, na którym wskazujemy położenie punktu odniesienia P, geometrycznego środka ciała (CoB) i środka ruchliwości (CoH). (Prawa strona) Dwuwymiarowa funkcja gęstości rozkładu prawdopodobieństwa, $P(x, y, t)$, wyznaczona w punkcie P znajdującym się poza bumerangiem. Dane eksperymentalne (a) (d) (g), pierwotnie zostały pokazane w pracy [299] i udostępnione przez autorów. Teoretyczne przewidywania (b) (e) (h) uzyskuje się przez całkowanie numeryczne przekształconej funkcji gęstości prawdopodobieństwa, podczas gdy przybliżenie (c) (f) (i) uzyskuje się, zakładając izotropową ruchliwość cząstki i rozwijając uzyskane wyrażenie w szereg. Rysunek przedrukowano z pracy [A7].

kami dyfuzji zależnymi od punktów użytych do śledzenia. To z kolei wyjaśniono teoretycznie, rozwiązując zestaw równań Langevina dla dynamiki momentów rozkładów. Chociaż artykuły te w pełni wyjaśniają dynamikę przemieszczenia średniego i średniokwadratowego, nie scharakteryzowały one niegaussowskiego charakteru rozkładów prawdopodobieństwa dla położenia i orientacji cząstki w zależności od wybranego punktu geometrycznego. Praca [299] miała zatem na celu scharakteryzowanie dwuwymiarowego (2D) ruchu Browna cząstki podobnej do bumerangu po znalezieniu CoH i powiązanie go z właściwościami dyfuzyjnymi cząstki. Jej wynikiem było stwierdzenie, że rozkłady prawdopodobieństwa dla położenia geometrycznego środka cząstki (CoB, rys. 12(po lewej)) wykazują silnie niegaussowskie ogony, gdy w pomiarach nie jest wybrana żadna początkowa orientacja. Te ogony nie są obecne podczas śledzenia CoH. Przedstawione tam argumenty jakościowe odnosiły się do spostrzeżeń do wcześniej analizowanych ogólnych koncepcji dyfuzji brownowskiej, lecz niegaussowskiej [319]. Jednak zachowanie niegaussowskie zcharakteryzowano poprzez dopasowanie empirycznych relacji do mierzonych rozkładów.

W naszym artykule przedstawiamy ilościowy teoretyczny opis rozkładów prawdopodobieństwa zaobserwowanych przez Chakrabarty'ego *i in.* [299]. Najpierw formułujemy w nim jawne wyrażenie na funkcję gęstości prawdopodobieństwa dla dwuwymiarowego położenia (x, y) i orientacji (θ) cząstki, $P(x, y, \theta; t)$, które zawiera pełną informację o właściwościach dyfuzyjnych układu. Rozkład ten obliczony w punkcie CoH faktoryzuje się na część translacyjną i orientacyjną, z których każda ma strukturę gaussowską. Gaussowskie rozkłady

można następnie przekształcić do innego punktu odniesienia. Gęstości prawdopodobieństwa dla położenia w 2D, wykreślone na rys. 12 dla punktu odniesienia P wybranego do ilustracji na zewnątrz ciała, uzyskuje się przez scałkowanie kąтового stopnia swobody. Wyraźnie widzimy, że ten konkretny wybór punktu odniesienia daje rozkłady, które znacznie odbiegają od rozkładu Gaussa. Po numerycznym obliczeniu rozkładów prawdopodobieństwa dla punktu P, uzyskujemy również wyrażenie analityczne dla przypadku, gdy opór (lub tensor dyfuzji) jest izotropowy. Podejście to wykorzystuje rozwinięcie Jacobiego-Angera. Oba te wyniki odtwarzają eksperymentalnie zmierzone rozkłady prawdopodobieństwa dla położenia bez wolnych parametrów, przy czym jedynym potrzebnym parametrem doświadczalnym jest współczynnik dyfuzji. Nasz wynik podkreśla, że statystyki gaussowskie nie mają zastosowania do śledzenia punktów innych niż CoH, jednak są one nadal ważnym narzędziem do interpretacji pomiarów. Ponadto procedura przedstawiona w artykule i zawarte w niej wyniki stosują się do każdej cząstki podlegającej dwuwymiarowym ruchom Browna.

3. Podsumowanie

Podsumowując, realizacja projektów stanowiących prezentowane osiągnięcie naukowe doprowadziła do szeregu interesujących wniosków dotyczących dynamiki cząstek koloidalnych blisko powierzchni ograniczających przepływ, mikroskopijnych sztucznych pływaków, dyfuzji w ograniczonej geometrii oraz do rozwoju narzędzi teoretycznych, które pozwalają interpretować dane eksperymentalne. Wyniki są interesujące z fundamentalnego punktu widzenia, ponieważ opracowaliśmy przewidywania dla szeregu układów, w których zainspirują one dalsze badania. Z perspektywy badań stosowanych nasze odkrycia mogą okazać się przydatne w projektowaniu układów mikroprzepływowych, w których dominującym mechanizmem kształtującym są przepływy powierzchniowe, oraz w projektowaniu biomimetycznych sztucznych mikroptwaków. Przedstawione wyniki teoretyczne wyjaśniały i inspirowały trwające i nadchodzące prace eksperymentalne. Nasze prace przyczyniają się do lepszego zrozumienia podstawowych mechanizmów przepływu w mikroskali.

Obecnie moje wysiłki są skierowane na powołanie grupy badawczej i opracowanie nowatorskich prognoz teoretycznych dla elastycznych włókien w mikroskali w ramach prowadzonego grantu Sonata NCN. Kontynuuję badania przepływów o małej liczbie Reynoldsa w celu opracowania praktycznych narzędzi modelowania. Rozpocząłem i rozwijam szereg nowatorskich współprac z grupami eksperymentalnymi i wspólnych projektów, które korzystają z teoretycznego wkładu dostarczanego przez moje prace w dziedzinie mikroskalowej dynamiki płynów.

5 INFORMACJA O WYKAZYWANIU SIĘ ISTOTNĄ AKTYWNOŚCIĄ NAUKOWĄ ALBO ARTYSTYCZNĄ REALIZOWANĄ W WIĘCEJ NIŻ JEDNEJ UCZELNI, INSTYTUCJI NAUKOWEJ LUB INSTYTUCJI KULTURY, W SZCZEGÓLNOŚCI ZAGRANICZNEJ

Moje inne działania badawcze obejmują szereg projektów, realizowanych wraz ze współpracownikami. Swoją pracę naukową rozpocząłem w 2011 roku, uzyskując tytuł magistra na Uniwersytecie Warszawskim, a następnie rozpoczynając studia doktoranckie na Uniwersytecie Warszawskim pod kierunkiem prof. dr. hab. Bogdana Cichockiego, we współpracy z grupą doświadczalną prof. Jana Dhonta w Forschungszentrum Jülich w Niemczech. Ukończyłem je uzyskując stopień doktora (z wyróżnieniem) w 2015 r. i podjąłem stypendium im. Davida Crightona, a następnie stypendium podoktoranckie Mobility Plus Fellowship na Uniwersytecie Cambridge. Znaczna część mojej pracy rozpoczęła się w 2015 roku podczas pobytu podoktorskiego jako pracownik naukowy na Wydziale Matematyki Stosowanej i Fizyki Teoretycznej (DAMTP) Uniwersytetu w Cambridge. Blisko współpracując z prof. Ericiem Laugą, jednocześnie realizowałem inne formy współpracy naukowej. W 2019 roku zostałem zatrudniony jako adiunkt na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, gdzie jestem w trakcie tworzenia grupy badawczej i laboratorium. Prowadzę szeroką współpracę (głównie międzynarodową) z naukowcami pracującymi m.in. w Wielkiej Brytanii i USA, przy realizowanych obecnie projektach i grantach.

Powstałe publikacje [B1-B13] są wymienione poniżej, obok prac [A1-A9], które stanowią Osiągnięcia naukowe opisane wyżej.

Artykuły [B11-B13] opisują badania podjęte w ramach doktoratu pod opieką prof. Bogdana Cichockiego. Projekt dotyczył opracowania podstaw teoretycznych niezbędnych do interpretacji wyników eksperymentów z dynamicznym rozpraszaniem światła fali zanikającej (EWDLS), przeprowadzonych w grupie prof. prof. Jana Dhonta i Petera Langa. Celem było powiązanie funkcji korelacji czasowej natężenia światła rozproszonego z właściwościami dyfuzyjnymi układu cząstek sferycznych. W klasycznych eksperymentach z dynamicznym rozpraszaniem światła (DLS) [320], szybkość zanikania wspomnianej funkcji korelacji umożliwia wyznaczenie współczynnika dyfuzji. W geometrii ograniczonej ścianami eksperymenty EWDLS pozwalają określić współczynniki przysięennej dyfuzji cząstek koloidalnych o rozmiarach poniżej mikrometra. Po ukończeniu studiów doktoranckich, opublikowałem z grupą współpracowników artykuł [B10], który jest kontynuacją pracy rozpoczętej w ramach projektu doktorskiego poprzez rozszerzenie teoretycznych ustaleń z układu rozcieńczonego, realizowanego w ramach projektu doktoranckiego, na układy o niezerowym stężeniu koloidów. Artykuł powstał w wyniku współpracy obejmującej eksperymenty, obszerne symulacje numeryczne i przewidywania teoretyczne. Moją rolą było opracowanie modelu teoretycznego i danych z symulacji pracy w celu bezpośredniego porównania prognoz z wynikami eksperymentalnymi.

W rozdziale książki [B9] współpracowałem z Gerhardem Nägele, aby przedstawić przegląd efektów powierzchniowych w układach koloidalnych. W rozdziale omówiliśmy oddziaływania hydrodynamiczne w przepływie Stokesa, wprowadziliśmy pojęcia tarcia i mobilności (ruchliwości) oraz przedstawiliśmy opis oddziaływań hydrodynamicznych wielu cząstek. Ponadto przedstawiliśmy zarys hydrodynamiki układów aktywnych, omawiając problem ruchu foretycznego i pływania w mikroskali.

W artykule [B8], wspólnie z Ericiem Laugą i Sebastienem Michelinem, omawiamy problem przepływu dyfuzyjnego wywołanego chemiczną aktywnością powierzchni w ograniczonej geometrii. W tym kontekście proponujemy mikroskalowy mechanizm pompujący lub mieszający w kanale utworzonym przez dwa niewspółśrodkowe cylindry. Aktywny chemicznie cylinder wewnętrzny uwalnia lub absorbuje substancję rozpuszczoną. Asymetria geometryczna jest wystarczająca do wytworzenia stałego gradientu stężeń w przestrzeni między cylindrami, który napędza przepływ Stokesa. Analizujemy strukturę tego przepływu i opisujemy optymalny układ geometryczny, który maksymalizuje strumień krążącego płynu.

W artykule [B7], z Abdallem Daddi-Moussa-Ider i Stephanem Gekle, wyprowadzamy funkcję Greena dla siły punktowej działającej w lepkim płynie w pobliżu sferycznej kapsuły wykonanej z elastycznej membrany dla przypadku, gdy siła punktowa nie jest radialnie skierowana. W ten sposób rozszerzamy poprzednie wyniki otrzymane dla sztywnej powierzchni kulistej (z hydrodynamicznym warunkiem przylegania bez pośli-

zgu) i określamy ilościowo pole prędkości w zależności od geometrii układu i czasowych charakterystyk ruchu. Wyprowadzamy analityczne wyrażenia dla wiodącej ruchliwości hydrodynamicznej małej cząstki sferycznej, która porusza się w kierunku stycznym do pobliskiej dużej sferycznej kapsuły, której membrana scharakteryzowana jest przez sztywność na ścinanie i zginanie. Znajdujemy pik o niskiej częstotliwości dla ruchliwości jednocząstkowej (ang. self-mobility) cząstek, wynikający ze sztywności membrany na ścinanie. Określamy również przemieszczenie średniokwadratowe w płaszczyźnie dla małej cząstki dyfundującej w pobliżu i stwierdzamy, że obecność membrany wywołuje subdyfuzyjny reżim ruchu o dużym zasięgu. Rozważamy również wynikający z obecności cząstki ruch kapsuły, znajdując poprawkę do dwucząstkowej funkcji ruchliwości. Nasze obliczenia analityczne są w dobrej zgodności z naszymi w symulacjach metodą całek brzegowych (ang. boundary integral method).

W artykułach [B5] i [B6], wspólnie z A. Daddi-Moussa-Iderem i S. Gekle, skupiamy się na problemie ruchu małej cząstki koloidalnej wewnątrz cylindrycznej elastycznej rurki. Elastyczne kanaliki są ważną częścią wielu układów miękkiej materii, w których oddziaływania hydrodynamiczne z membranami determinują zachowanie cząstek. W pracy [B5] wyprowadzamy analityczne wyrażenia na funkcje Greena związane z siłą punktową skierowaną równoległe lub prostopadłe do osi cylindrycznego kanału, którego ściany wykazują sztywność na ścinanie i zginanie. Używamy ich następnie do wyznaczenia wiodących wyrażań na funkcje ruchliwości własnej i dwucząstkowej cząstek umieszczonych na osi symetrii kanału. Stwierdzamy, że ruchliwości są określane przede wszystkim przez sztywność na ścinanie membrany, podczas gdy zginanie odgrywa niewielką rolę. Obliczamy również i określamy ilościowo deformację membrany. Nasze w pełni analityczne obliczenia funkcji Greena wewnątrz sprężystego cylindra mogą być wykorzystane jako podstawa do przyszłej analizy transportu w kanałach. W pracy [B6] dodatkowo przedstawiamy analityczne obliczenia ruchliwości rotacyjnej cząstki koloidalnej obracającej się, pozostając na osi sprężystej cylindrycznej rury. Stwierdzamy, że poprawka do ruchliwości rotacyjnej przy obrocie wokół osi cylindra zależy tylko od odpowiedzi membrany na ścinanie, podczas gdy zarówno ścinanie, jak i zginanie dają znaczący wkład do ruchliwości rotacyjnej wokół osi radialnej, prostopadłej do osi cylindra. Dalej pokazujemy sprzężenie między ścinaniem i zginaniem dla obrotu wzdłuż radialnej osi cylindra. W obu przypadkach wyniki są weryfikowane przez bardzo dobrą zgodność z symulacjami metodą całek brzegowych.

W artykule [B4], wspólnie z S.Y. Reigh'em i E. Laugą, zajmujemy się problemem ruchu cząstek kulistych o czynnej chemicznie powierzchni. Inspiracją tych badań są cząsteczki Janusa ze zdolnością do poruszania się w samo-generowanych gradientach stężenia chemicznego (wykorzystując zjawisko tzw. dyfuzjoforezy), które są układami modelowymi dla materii aktywnej [168, 243, 321]. Zazwyczaj poruszają się po liniach prostych, zmieniając orientację tylko dzięki dyfuzji rotacyjnej. W naszym artykule pokazujemy teoretycznie, że dzięki wstępnie zaprojektowanej powierzchni pokrycia scharakteryzowanej przez lokalne współczynniki aktywności, jak i mobilności powierzchniowej, można wywołać kontrolowany ruch postępowy i obrotowy. Efektem są helikalne trajektorie tych autonomicznych pływaków, w których można kontrolować skok i promień helisy. Opierając się na klasycznym opisie matematycznym ruchu dyfuzyjnego wywołanego przez aktywność chemiczną z warunkiem brzegowym stałego strumienia produktu na powierzchni aktywnej, znajdujemy najbardziej ogólny ruch trójwymiarowy dla dowolnego pokrycia powierzchni sferycznej cząstki. Po zilustrowaniu naszych wyników dotyczących rozkładów powierzchniowych aktywności i mobilności, następnie wprowadzamy prosty, intuicyjny model tzw. łątek, który służy jako przewodnik do projektowania dowolnych sfer foretycznych w zastosowaniach eksperymentalnych.

W artykule [B3], wspólnie z M. Velho-Rodriguesem, R. Goldsteinem i E. Laugą, przedstawiamy teoretyczne podejście do kwantyfikacji różnorodności biologicznej poprzez scharakteryzowanie statystycznego rozkładu określonych właściwości grupy taksonomicznej lub siedliska. Skupiamy się na ruchliwych mikroorganizmach eukariotycznych, żyjących w płynnych środowiskach, które wykorzystują napęd wynikający z różnorodnych kształtów i strategii pływania. W ramach ujednocniającego podejścia badamy zmienność prędkości pływania u jednokomórkowych eukariontów na podstawie opublikowanych i dostępnych danych. W naszej analizie dane w naturalny sposób dzielą się na dwie kategorie: te pochodzące od wiciowców (z małą liczbą

wici) i od orzęsków (z dużo większą liczbą). Pomimo różnic morfologicznych między tymi grupami, każdy z dwóch rozkładów prawdopodobieństwa prędkości pływania jest dokładnie reprezentowany przez rozkłady logarytmiczno-normalne, które szczegółowo badamy. Co więcej, okazuje się, że skalowanie rozkładów przez charakterystyczną prędkość dla każdego zestawu danych prowadzi do uniwersalnego rozkładu. Nasze wyniki mogą sugerować uniwersalny sposób na zasiedlenie nisz ekologicznych przez liczne mikroorganizmy. Ta myśl i analiza jest obecnie kontynuowana w ramach ciągłej współpracy.

W artykule [B2], we współpracy z A. Daddi-Moussa-Iderem, H. Löwenem i A. Menzelem, proponujemy minimalny model do badania dynamiki mikroplwaka sztywno przymocowanego do dużej mikroplwki, reprezentowanej przez cienki okrągły dysk. Zostało to zainspirowane jedną ze strategii wykorzystywanych do kierowania aktywnych mikroplwaków do określonej lokalizacji docelowej, realizując w ten sposób złożony transport w mikroskali, który polega na przymocowaniu mikroplwaka do elementu pasywnego, który może być zorientowany przez zewnętrzne pole. Aby przeanalizować własności tego modelu, określamy najpierw pole przepływu indukowane przez punktową siłę (tzw. Stokeslet), która znajduje się ponad środkiem nieruchomej sztywnej tarczy z warunkiem brzegowym przylegania otaczającego płynu. Następnie wyznaczamy i analizujemy możliwe trajektorie całego kompozytu. Aby zbadać zdolność zewnętrznego sterowania, płytka posiada trwały moment magnetyczny, który sprzęga się z jednorodnym zewnętrznym polem magnetycznym. Jak sugerują poprzednie badania eksperymentalne, powiązane konfiguracje mogą być pomocne w kierowaniu plemnikami lub w ukierunkowanym dostarczaniu leków.

Artykuł [B1], w szerokiej współpracy z grupą ośmiorga współautorów, przedstawia teoretyczną analizę ruchu samobieżnego mikroplwaka poruszającego się w czystej lepkiej kropli lub kropli pokrytej jednorodnie rozproszonym środkiem powierzchniowo czynnym (surfaktantem). Jest to inspirowane biologicznymi przykładami, w których ograniczona geometria silnie wpływa na stabilność i właściwości transportowe aktywnych zawiesin. W naszej pracy opisujemy międzyfazowe naprężenia lepkie wywołane przez środek powierzchniowo czynny za pomocą konstytutywnego modelu reologicznego Boussinesq-Scrivena. Aktywny plwak wewnątrz kropli jest reprezentowany przez dipol sił, a przedmiotem badań są indukowane hydrodynamiczne sprzężenia między plwakiem a ograniczającą kroplą. Stwierdzamy, że obecność środka powierzchniowo czynnego znacząco wpływa na dynamikę uwiecznionego plwaka, zwiększając jego zdolność do reorientacji. Przedstawiamy ścisłe rozwiązania układu obrazów hydrodynamicznych dla osobliwości przepływu typu siły punktowej i dipola sił wewnątrz kropli. Pokazujemy, że oba układy obrazów są reprezentowane przez nieskończone szeregi składowych harmonicznych. Nasze wyniki dostarczają informacji i wskazówek na temat sposobów kontroli zamkniętych układów materii aktywnej.

Lista publikacji nieujętych w Osiągnięciu w pkt. 4

- [B1] A.R. Sprenger, V.A. Shaik, A.M. Ardekani, **M. Lisicki**, A.J.T.M. Mathijssen, F. Guzmán-Lastra, H. Löwen, A.M. Menzel, A. Daddi-Moussa-Ider, *Towards an analytical description of active microswimmers in clean and in surfactant-covered drops*, Eur. Phys. J. E **43**, 58 (2020).
- [B2] A. Daddi-Moussa-Ider, **M. Lisicki**, H. Löwen, A.M. Menzel *Dynamics of a microswimmer-microplatelet composite*, Phys. Fluids **32**, 021902 (2020).
- [B3] **M. Lisicki**, M.F. Velho Rodrigues, R.E. Goldstein, E. Lauga, *Swimming eukaryotic microorganisms exhibit a universal speed distribution*, eLife **8**, e44907 (2019).
- [B4] **M. Lisicki**, S.Y. Reigh, E. Lauga, *Autophoretic motion in three dimensions*, Soft Matter **14**, 3304-3314 (2018).

- [B5] A. Daddi-Moussa-Ider, **M. Lisicki**, S. Gekle,
Hydrodynamic mobility of a sphere moving on the centerline of an elastic tube,
Phys. Fluids **29**, 111901 (2017). Selected as *Editor's Pick 2017*
- [B6] A. Daddi-Moussa-Ider, **M. Lisicki**, S. Gekle,
Slow rotation of a spherical particle inside an elastic tube,
Acta Mech. **229**, 149-171 (2017).
- [B7] A. Daddi-Moussa-Ider, **M. Lisicki**, S. Gekle,
Hydrodynamic mobility of a solid particle nearby a spherical elastic membrane. II. Asymmetric motion,
Phys. Rev. E **95**, 053117 (2017).
- [B8] **M. Lisicki**, S. Michelin, E. Lauga,
Phoretic flow induced by asymmetric confinement,
J. Fluid Mech. **799**, R5 (2016).
- [B9] **M. Lisicki**, G. Nägele,
Colloidal hydrodynamics and interfacial effects,
in: *Soft Matter at Aqueous Interfaces*, P. R. Lang and Y. Liu (eds.), Lecture Notes in Physics, vol. **917**,
313-386, Springer (2016).
- [B10] Y. Liu, J. Bławdziewicz, B. Cichocki, J.K.G. Dhont, **M. Lisicki**, E. Wajnryb, Y.N. Young, P.R. Lang,
Near-Wall dynamics of concentrated hard-sphere suspensions: comparison of evanescent wave DLS experiments, virial approximation and simulations,
Soft Matter **11**, 7316 (2015).
- [B11] **M. Lisicki**, B. Cichocki, S.A. Rogers, J.K.G. Dhont, P.R. Lang,
Translational and rotational near-wall diffusion of spherical colloids studied by evanescent wave scattering,
Soft Matter **10**, 4312 (2014).
- [B12] S.A. Rogers, **M. Lisicki**, B. Cichocki, J.K.G. Dhont, P.R. Lang,
Rotational diffusion of spherical colloids close to a wall,
Phys. Rev. Lett. **109**, 098305 (2012).
- [B13] **M. Lisicki**, B. Cichocki, J.K.G. Dhont, P.R. Lang,
One-particle correlation function in evanescent wave dynamic light scattering,
J. Chem. Phys. **136**, 204704 (2012).

6 INFORMACJA O OSIĄGNIĘCIACH DYDAKTYCZNYCH, ORGANIZACYJNYCH ORAZ POPULARYZUJĄCYCH NAUKĘ LUB SZTUKĘ

A. DOŚWIADCZENIE W NAUCZANIU

- 2019 –** Wykłady i ćwiczenia na Uniwersytecie Warszawskim. Regularne obowiązki dydaktyczne adiunkta. Prowadzone przedmioty: Statistical Physics (IV rok; wykład i ćwiczenia), Physics of Biological Systems (wykład monograficzny), Hydrodynamics and Elasticity (IV rok), Advanced Hydrodynamics (wykład monograficzny).
- 2016 – 2018** Superwizje (indywidualne ćwiczenia dla studentów) w ramach wykładów: Statistical Physics (III rok), Differential Equations (I rok), Variational Principles (II rok), Methods (II rok), and Fluid Dynamics (II rok) na Wydziale Matematyki Stosowanej i Fizyki Teoretycznej (DAMTP) oraz Trinity College, University of Cambridge; Łącznie 60 ok. uczniów.
- 2013 – 2014** Ćwiczenia dla studentów fizyki i inżynierii nanostruktur na studiach licencjackich: Mechanika mediów ciągłych (III rok) i Analiza II (II rok), Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Uhonorowany Nagrodą Dydaktyczną Dziekana Wydziału Fizyki za wyróżniające się prowadzenie ćwiczeń do wykładu Analiza w r. akad. 2013/2014.

B. DZIAŁALNOŚĆ ORGANIZACYJNA

- Prezes Trinity College Post Doctoral Society (2017/2018), organizacji zrzeszającej ponad 100 postdoków w Trinity College na Uniwersytecie Cambridge.
- Członek grupy sieciowej COST Action MP1305 Flowing Matter.
- Członek Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej od września 2011 r. Odpowiedzialny za wybór i omówienie teoretycznych i doświadczalnych problemów konkursowych.
- Główny organizator (razem z E. Laugą) szkoły letniej Complex Motion in Fluids 2017 Girton College na Uniwersytecie Cambridge.
- Członek Komitetu Organizacyjnego VI Warszawskiej Szkoły Fizyki Statystycznej (2016) i przyszłej VII Warszawskiej Szkoły Fizyki Statystycznej (2022).

C. POPULARYZACJA NAUKI

Wystąpienia i konferencje popularnonaukowe

- Prelegent na wydarzeniu TEDx Warsaw Women w listopadzie 2020 r. Wystąpienie *Simplicity and complexity* jest dostępne na YouTube.
- Autor filmu edukacyjnego *Mechanika płynów w kuchni i łazience* w ramach cyklu edukacyjnego dla uczniów szkół średnich Uniwersytetu Warszawskiego.
- Prelegent na konferencji Science: Polish Perspectives w Cambridge (2017). Zdobywca nagrody za najlepszą prezentację.
- Prezenter plakatu na konferencji Science: Polish Perspectives w Cambridge (2015).
- Wykłady popularnonaukowe: Gimnazjum nr 5 w Legionowie (2016), Polish Science Cafe na Uniwersytecie Cambridge (2016), Festiwal Nauki (2020).

- Uczestnik New Scientist Live: corocznego wydarzenia popularnonaukowego w Londynie, Wielka Brytania, 2017.
- Uczestnik Pikniku Naukowego Polskiego Radia: coroczna plenerowa impreza w Warszawie, 2011, 2013.
- Ekspert z zakresu fizyki w programach radiowych i telewizyjnych (5 wywiadów dla Polskiego Radia, 2 dla Telewizji Polskiej).

Artykuły popularnonaukowe i inne prace:

- [C1] M. Lisicki, *Cząstki Janusa, syntetyczne pływaki i materia aktywna w mikroskali*, Postępy Fizyki **3**, 2020
- [C2] M. Lisicki, *W lepkiem mikroświecie: krótka lekcja pływania w miodzie*, Postępy Fizyki **1**, 2019.
- [C3] M. Lisicki, *W pół drogi do nieskończoności*, Delta **7**, 2013.
- [C4] M. Lisicki, *Dlaczego woda wylewa się z wiadra?*, Delta **10**, 2010.
- [C5] M. Lisicki, *O rysowaniu zderzeń*, Delta **3**, 2010.
- [C6] M. Lisicki, *Fatamorgana w miniaturze*, Delta **10**, 2008.
- [C7] M. Lisicki, *Four approaches to hydrodynamic Green's functions - the Oseen tensors*, <https://arxiv.org/abs/1312.6231> (2013).

Artykuł [C1] otrzymał I nagrodę w konkursie czasopisma na najlepszy artykuł popularnonaukowy organizowanym przez Polskie Towarzystwo Fizyczne.

7 INNE INFORMACJE ZAWODOWE

- Promotor pomocniczy Doktoranta, p. Radosta Waszkiewicza, od 09.2019. Stypendium doktoranckie jest finansowane z grantu NCN Sonata pt. *Dynamiczne deformacje sprężystych włókien w lepkich cieczach*, którego jestem Kierownikiem.
- Laureat stypendium START, przyznanego w 2017 r. przez Fundację na rzecz Nauki Polskiej w uznaniu dotychczasowych osiągnięć naukowych.
- Laureat Stypendium Ministra Nauki i Szkolnictwa Wyższego dla studentów za wybitne osiągnięcia w roku akademickim 2010/2011, 2009/2010 and 2008/2009

Literatura

- [1] M. Doi, *Soft Matter Physics* (Oxford Univ. Press, 2013).
- [2] J. Mewis i N. J. Wagner, *Colloidal suspension rheology* (Cambridge University Press, 2012).
- [3] P. M. Chaikin i T. C. Lubensky, *Principles of condensed matter physics*, Vol. 1 (2000).
- [4] P. G. de Gennes, *Soft Matter* **1**, 16 (2005).
- [5] J. K. G. Dhont, *An introduction to dynamics of colloids* (Elsevier, 1996).
- [6] E. Guazzelli i J. F. Morris, *A Physical Introduction to Suspension Dynamics* (Cambridge Univ. Press, 2012).
- [7] J. Happel i H. Brenner, *Low Reynolds number hydrodynamics: with special applications to particulate media*, Vol. 1 (Springer Science & Business Media, 2012).
- [8] T. Squires i S. Quake, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 977 (2005).
- [9] P. Gravesen, J. Branebjerg, i O. S. Jensen, *J. Micromech. Microeng.* **3**, 168 (1993).
- [10] J. Agudo-Canalejo i R. Lipowsky, *Biophys. J.* **110**, 189a (2016).
- [11] N. G. Van Kampen, *Stochastic Processes in Physics and Chemistry*, 3rd ed. (Elsevier, 2001).

- [12] S. Kim i S. J. Karrila, *Microhydrodynamics: Principles and Selected Applications* (Butterworth-Heinemann, Boston, 1991).
- [13] M. L. Ekiel-Jeżewska i E. Wajnryb, w: *Theoretical Methods for Micro Scale Viscous Flows*, edited by F. Feuillebois i A. Sellier (2009) ss. 127–172.
- [14] M. Lisicki, arXiv:1312.6231 [physics.flu-dyn] (2013), arXiv:1312.6231 .
- [15] J. Rotne i S. Prager, *J. Chem. Phys.* **50**, 4831 (1969).
- [16] H. Yamakawa, *J. Chem. Phys.* **53**, 436 (1970).
- [17] P. J. Zuk, E. Wajnryb, K. A. Mizerski, i P. Szymczak, *J. Fluid Mech.* **741**, R5 (2014).
- [18] P. J. Zuk, B. Cichocki, i P. Szymczak, *Biophys. J.* **115**, 782 (2018).
- [19] J. F. Brady i G. Bossis, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **20**, 111 (1988).
- [20] M. L. Ekiel-Jeżewska i E. Wajnryb, *Theoretical Methods for Micro Scale Viscous Flows*, 127 (2009).
- [21] G. Perkins i R. B. Jones, *Physica A* **171**, 575 (1991).
- [22] H. A. Lorentz, *Abhandlung über Theoretische Physik* (B. G. Teubner, Leipzig und Berlin, 1907).
- [23] J. Blake, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **70**, 303 (1971).
- [24] B. Cichocki, R. B. Jones, R. Kutteh, i E. Wajnryb, *J. Chem. Phys.* **112**, 2548 (2000).
- [25] D. Lopez i E. Lauga, *Phys. Fluids* **26**, 071902 (2014).
- [26] J. R. Blake, *Math. Proc. Camb. Phil. Soc.* **70**, 303 (1971).
- [27] G. Perkins i R. Jones, *Physica A* **171**, 575 (1991).
- [28] B. U. Felderhof, *J. Phys. Chem. B* **109**, 21406 (2005).
- [29] B. Felderhof, *J. Chem. Phys.* **123**, 184903 (2005).
- [30] B. Cichocki i R. B. Jones, *Physica A* **258**, 273 (1998).
- [31] J. W. Swan i J. F. Brady, *Phys. Fluids* **19**, 113306 (2007).
- [32] J. W. Swan i J. F. Brady, *Phys. Fluids* **22**, 103301 (2010).
- [33] T. Franosch i S. Jeney, *Phys. Rev. E* **79**, 031402 (2009).
- [34] S. H. Lee, R. S. Chadwick, i L. G. Leal, *J. Fluid Mech.* **93**, 705 (1979).
- [35] S. H. Lee i L. G. Leal, *J. Fluid Mech.* **98**, 193 (1980).
- [36] C. Berdan II i L. G. Leal, *J. Colloid Interface Sci.* **87**, 62 (1982).
- [37] J. Urzay, S. G. Llewellyn Smith, i B. J. Glover, *Phys. Fluids* **19**, 103106 (2007).
- [38] E. Lauga i T. M. Squires, *Physics of Fluids (1994-present)* **17**, 103102 (2005).
- [39] E. Lauga, M. Brenner, i H. Stone, w: *Springer handbook of experimental fluid mechanics* (Springer, 2007) ss. 1219–1240.
- [40] B. U. Felderhof, *Phys. Rev. E* **85**, 046303 (2012).
- [41] B. Felderhof, *J. Chem. Phys.* **124**, 124705 (2006).
- [42] A. J. T. M. Mathijssen, A. Doostmohammadi, J. M. Yeomans, i T. N. Shendruk, *J. Fluid Mech.* **806**, 35 (2016).
- [43] R. A. Lambert, F. Picano, W.-P. Breugem, i L. Brandt, *J. Fluid Mech.* **733**, 528 (2013).
- [44] A. Banerjee i K. Kihm, *Phys. Rev. E* **72**, 042101 (2005).
- [45] K. D. Kihm, a. Banerjee, C. K. Choi, i T. Takagi, *Exp. Fluids* **37**, 811 (2004).
- [46] D. C. Prieve, F. Lanni, i F. Luo, *Faraday Discuss. Chem. Soc.* **83**, 297 (1987).
- [47] D. C. Prieve, *Adv. Coll. Interf. Sci.* **82**, 93 (1999).
- [48] J. Y. Walz i L. Suresh, *J. Chem. Phys.* **103** (1995).
- [49] B. Lin, J. Yu, i S. Rice, *Phys. Rev. E* **62**, 3909 (2000).
- [50] K. H. Lan, N. Ostrowsky, i D. Sornette, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 17 (1986).
- [51] P. Holmqvist, J. K. G. Dhont, i P. R. Lang, *Phys. Rev. E* **74**, 021402 (2006).
- [52] P. Holmqvist, J. K. G. Dhont, i P. R. Lang, *J. Chem. Phys.* **126**, 044707 (2007).
- [53] M. Haghighi, M. N. Tahir, W. Tremel, H.-J. Butt, i W. Steffen, *J. Chem. Phys.* **139**, 064710 (2013).
- [54] R. W. Verweij, S. Ketzetzi, J. de Graaf, i D. J. Kraft, *Physical Review E* **102** (2020), 10.1103/physreve.102.062608.
- [55] W. Russel, E. Hinch, L. G. Leal, i G. Tieffenbruck, *J. Fluid Mech* **83**, 273 (1977).
- [56] W. H. Mitchell i S. E. Spagnolie, *J. Fluid. Mech.* **772**, 600 (2015).
- [57] D. Katz, J. Blake, i S. Paveri-Fontana, *J. Fluid Mech*, 529 (1975).
- [58] S.-M. Yang i L. G. Leal, *J. Fluid Mech.* **136**, 393 (1983).

- [59] N. J. De Mestre i W. B. Russel, *J. Eng. Math.* **9**, 81 (1975).
- [60] R. Hsu i P. Ganatos, *J. Fluid Mech.* **207**, 29 (1989).
- [61] M. De Corato, F. Greco, G. D'Avino, i P. L. Maffettone, *J. Chem. Phys.* **142**, 194901 (2015).
- [62] J. T. Padding i W. J. Briels, *J. Chem. Phys.* **132**, 054511 (2010).
- [63] J. García de la Torre i V. A. Bloomfield, *Q. Rev. Biophys.* **14**, 81 (1981).
- [64] B. Cichocki, R. B. Jones, R. Kutteh, i E. Wajnryb, *J. Chem. Phys.* **112**, 2548 (2000).
- [65] M. Wanunu, *Physics of Life Reviews* **9**, 125 (2012).
- [66] D. Branton, D. W. Deamer, A. Marziali, H. Bayley, S. A. Benner, T. Butler, M. Di Ventra, S. Garaj, A. Hibbs, X. Huang, S. B. Jovanovich, P. S. Krstic, S. Lindsay, X. S. Ling, C. H. Mastrangelo, A. Meller, J. S. Oliver, Y. V. Pershin, J. M. Ramsey, R. Riehn, G. V. Soni, V. Tabard-Cossa, M. Wanunu, M. Wiggin, i J. A. Schloss, *Nat Biotechnol* **26**, 1146 (2008).
- [67] S. E. Henrickson, M. Misakian, B. Robertson, i J. J. Kasianowicz, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3057 (2000).
- [68] J. J. Kasianowicz, E. Brandin, D. Branton, i D. W. Deamer, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **93**, 13770 (1996), <https://www.pnas.org/content/93/24/13770.full.pdf> .
- [69] P. Waduge, R. Hu, P. Bandarkar, H. Yamazaki, B. Cressiot, Q. Zhao, P. C. Whitford, i M. Wanunu, *ACS Nano*, *ACS Nano* **11**, 5706 (2017).
- [70] A. Meller, L. Nivon, i D. Branton, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3435 (2001).
- [71] C. Forrey i M. Muthukumar, *J. Chem. Phys.* **127**, 015102 (2007), <https://doi.org/10.1063/1.2746246> .
- [72] Y. Ai i S. Qian, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **13**, 4060 (2011).
- [73] M. Muthukumar, *J. Chem. Phys.* **132**, 195101 (2010), <https://doi.org/10.1063/1.3429882> .
- [74] M. M. Hatlo, D. Panja, i R. van Roij, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 068101 (2011).
- [75] B.-J. Jeon i M. Muthukumar, *J. Chem. Phys.* **140**, 015101 (2014), <https://doi.org/10.1063/1.4855075> .
- [76] P. Szymczak, *The European Physical Journal Special Topics* **223**, 1805 (2014).
- [77] A. Y. Grosberg i Y. Rabin, *J. Chem. Phys.* **133**, 165102 (2010), <https://doi.org/10.1063/1.3495481> .
- [78] L. Qiao, M. Ignacio, i G. W. Slater, *J. Chem. Phys.* **151**, 244902 (2019), <https://doi.org/10.1063/1.5134076> .
- [79] L. Qiao i G. W. Slater, *J. Chem. Phys.* **152**, 144902 (2020).
- [80] J. Happel i H. Brenner, *Low Reynolds Numbers Hydrodynamics* (Kluwer, Dordrecht, 1991).
- [81] Z. Dogic i S. Fraden, *Phil. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A* **359**, 997 (2001), <https://royalsocietypublishing.org/doi/pdf/10.1098/rsta.2000.0814> .
- [82] A. McMullen, H. W. de Haan, J. X. Tang, i D. Stein, *Nature Communications* **5**, 4171 (2014).
- [83] H. W. de Haan i G. W. Slater, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 048101 (2013).
- [84] R. Kumar Sharma, I. Agrawal, L. Dai, P. S. Doyle, i S. Garaj, *Nature Communications* **10**, 4473 (2019).
- [85] S. Naahidi, M. Jafari, F. Edalat, K. Raymond, A. Khademhosseini, i P. Chen, *Journal of controlled release* **166**, 182 (2013).
- [86] H. Al-Obaidi i A. T. Florence, *Journal of Drug Delivery Science and Technology* **30**, 266 (2015).
- [87] J. Liu, T. Wei, J. Zhao, Y. Huang, H. Deng, A. Kumar, C. Wang, Z. Liang, X. Ma, i X.-J. Liang, *Biomaterials* **91**, 44 (2016).
- [88] G. J. Doherty i H. T. McMahon, *Annu. Rev. Biochem.* **78**, 857 (2009).
- [89] A. Meinel, B. Tränkle, W. Römer, i A. Rohrbach, *Soft matter* **10**, 3667 (2014).
- [90] J. Agudo-Canalejo i R. Lipowsky, *ACS Nano* **9**, 3704 (2015).
- [91] H. A. Lorentz, *Abh. Theor. Phys.* **1**, 23 (1907).
- [92] T. Bickel, *Eur. Phys. J. E* **20**, 379 (2006).
- [93] T. Bickel, *Phys. Rev. E* **75**, 041403 (2007).
- [94] G. M. Wang, R. Prabhakar, i E. M. Sevick, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 248303 (2009).
- [95] J. Bławdziewicz, M. Ekiel-Jeżewska, i E. Wajnryb, *J. Chem. Phys.* **133**, 114703 (2010).
- [96] T. Bickel, *EPL (Europhys. Lett.)* **106**, 16004 (2014).
- [97] B. U. Felderhof, *J. Chem. Phys.* **125**, 144718 (2006).
- [98] B. U. Felderhof, *J. Chem. Phys.* **125**, 124904 (2006).
- [99] T. Salez i L. Mahadevan, *J. Fluid Mech.* **779**, 181 (2015).
- [100] R. Shlomovitz, A. Evans, T. Boatwright, M. Dennin, i A. Levine, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 137802 (2013).
- [101] R. Shlomovitz, A. A. Evans, T. Boatwright, M. Dennin, i A. J. Levine, *Phys. Fluids* **26** (2014).

- [102] A. Daddi-Moussa-Ider, A. Guckenberg, i S. Gekle, Phys. Rev. E **93**, 012612 (2016).
- [103] A. Daddi-Moussa-Ider, A. Guckenberg, i S. Gekle, Phys. Fluids **28**, 071903 (2016).
- [104] A. Daddi-Moussa-Ider i S. Gekle, J. Chem. Phys. **145**, 014905 (2016).
- [105] B. Saintyves, T. Jules, T. Salez, i L. Mahadevan, Proc. Nat. Acad. Sci. **113**, 5847 (2016).
- [106] H. B. Eral, J. M. Oh, D. van den Ende, F. Mugele, i M. H. G. Duits, Langmuir **26**, 16722 (2010).
- [107] A. E. Cervantes-Martínez, A. Ramírez-Saito, R. Armenta-Calderón, M. A. Ojeda-López, i J. L. Arauz-Lara, Phys. Rev. E **83**, 030402 (2011).
- [108] S. L. Dettmer, S. Pagliara, K. Misiunas, i U. F. Keyser, Phys. Rev. E **89**, 062305 (2014).
- [109] L. P. Faucheux i A. J. Libchaber, Phys. Rev. E **49**, 5158 (1994).
- [110] B. Lin, J. Yu, i S. A. Rice, Phys. Rev. E **62**, 3909 (2000).
- [111] E. R. Dufresne, D. Altman, i D. G. Grier, EPL (Europhys. Lett.) **53**, 264 (2001).
- [112] E. Schäffer, S. F. Nørrelykke, i J. Howard, Langmuir **23**, 3654 (2007).
- [113] T. Boatwright, M. Dennin, R. Shlomovitz, A. A. Evans, i A. J. Levine, Phys. Fluids **26**, 071904 (2014).
- [114] F. Jünger, F. Kohler, A. Meinel, T. Meyer, R. Nitschke, B. Erhard, i A. Rohrbach, Biophys. J. **109**, 869 (2015).
- [115] B. Tränkle, D. Ruh, i A. Rohrbach, Soft matter **12**, 2729 (2016).
- [116] M. Irmischer, A. M. de Jong, H. Kress, i M. W. J. Prins, Biophysical journal **102**, 698 (2012).
- [117] F. Perrin, J. Phys. Radium **5**, 497 (1934).
- [118] F. Perrin, J. Phys. Radium **7**, 1 (1936).
- [119] G. K. Batchelor, J. Fluid Mech. **44**, 419 (1970).
- [120] R. Cox, J. Fluid Mech. **44**, 791 (1970).
- [121] J. B. Keller i S. I. Rubinow, J. Fluid Mech. **75**, 705 (1976).
- [122] A. T. Chwang i T. Y.-T. Wu, J. Fluid Mech. **67**, 787 (1975).
- [123] N. J. De Mestre i W. B. Russel, J. Eng. Math. **9**, 81 (1975).
- [124] D. Schiby i I. Gallily, J. Colloid Interface Sci. **77**, 328 (1980).
- [125] W. H. Mitchell i S. E. Spagnolie, J. Fluid Mech. **772**, 600 (2015).
- [126] J. R. Blake i G. R. Fulford, Bull. Aust. Math. Soc. **24**, 27 (1981).
- [127] Y. Han, A. M. Alsayed, M. Nobili, J. Zhang, T. C. Lubensky, i A. G. Yodh, Science **314**, 626 (2006).
- [128] Y. Han, A. Alsayed, M. Nobili, i A. G. Yodh, Phys. Rev. E **80**, 011403 (2009).
- [129] Z. Zheng i Y. Han, J. Chem. Phys. **133**, 124509 (2010).
- [130] G. Li i J. X. Tang, Phys. Rev. E **69**, 061921 (2004).
- [131] R. Duggal i M. Pasquali, Phys. Rev. Lett. **96**, 246104 (2006).
- [132] B. Bhaduri, A. Neild, i T. W. Ng, Applied Physics Letters **92**, 084105 (2008).
- [133] F. C. Cheong i D. G. Grier, Optics express **18**, 6555 (2010).
- [134] R. Colin, M. Yan, L. Chevy, J.-F. Berret, i B. Abou, EPL (Europhys. Lett.) **97**, 30008 (2012).
- [135] D. Mukhija i M. J. Solomon, J. Colloid Interface Sci. **314**, 98 (2007).
- [136] R. Skalak, A. Tozeren, R. P. Zarda, i S. Chien, Biophys. J. **13(3)**, 245 (1973).
- [137] T. Krüger, F. Varnik, i D. Raabe, Computers and Mathematics with Applications **61**, 3485 (2011).
- [138] T. Krüger, *Computer simulation study of collective phenomena in dense suspensions of red blood cells under shear* (Springer Science & Business Media, 2012).
- [139] T. Krüger, D. Holmes, i P. V. Coveney, Biomicrofluidics **8**, 054114 (2014).
- [140] S. Gekle, Biophys. J. **110**, 514 (2016).
- [141] W. Helfrich, Z. Naturf. C. **28:693** (1973).
- [142] D. Abreu, M. Levant, V. Steinberg, i U. Seifert, Adv. Colloid Interface Sci. **208**, 129 (2014).
- [143] E. Lauga, W. R. DiLuzio, G. M. Whitesides, i H. A. Stone, Biophys. J. **90**, 400 (2006).
- [144] D. Lopez i E. Lauga, Phys. Fluids **26**, 400 (2014).
- [145] C. Bechinger, R. Di Leonardo, H. Löwen, C. Reichhardt, G. Volpe, i G. Volpe, Rev. Mod. Phys. **88**, 045006 (2016).
- [146] J. Zhang, E. Luijten, B. A. Grzybowski, i S. Granick, Chemical Society Reviews **46**, 5551 (2017).
- [147] A. Zöttl i H. Stark, Journal of Physics: Condensed Matter **28**, 253001 (2016).
- [148] C. Chen, F. Soto, E. Karshalev, J. Li, i J. Wang, Adv. Funct. Mater. **29**, 1806290 (2019).
- [149] D. A. Wilson, R. J. Nolte, i J. C. Van Hest, Nature Chemistry **4**, 268 (2012).

- [150] J. García-Torres, C. Calero, F. Sagués, I. Pagonabarraga, i P. Tierno, *Nature Communications* **9**, 1663 (2018).
- [151] L. Zhang, J. J. Abbott, L. Dong, B. E. Kratochvil, D. Bell, i B. J. Nelson, *Applied Physics Letters* **94**, 064107 (2009).
- [152] J. R. Gomez-Solano, S. Samin, C. Lozano, P. Ruedas-Batuecas, R. van Roij, i C. Bechinger, *Sci. Rep.* **7**, 14891 (2017).
- [153] A. F. Demirörs, F. Eichenseher, M. J. Loessner, i A. R. Studart, *Nature Communications* **8**, 1872 (2017).
- [154] H. R. Vutukuri, B. Bet, R. Van Roij, M. Dijkstra, i W. T. Huck, *Sci. Rep.* **7**, 16758 (2017).
- [155] R. Golestanian, T. B. Liverpool, i A. Ajdari, *New J. Phys.* **9**, 126 (2007).
- [156] P. Mandal, G. Patil, H. Kakoty, i A. Ghosh, *Accounts of Chemical Research* **51**, 2689 (2018), <https://doi.org/10.1021/acs.accounts.8b00315> .
- [157] A. Yethiraj i A. van Blaaderen, *Nature* **421**, 513 (2003).
- [158] O. D. Velev i K. H. Bhatt, *Soft Matter* **2**, 738 (2006).
- [159] H. R. Vutukuri, Z. Preisler, T. H. Besseling, A. van Blaaderen, M. Dijkstra, i W. T. S. Huck, *Soft Matter* **12**, 9657 (2016).
- [160] Y. Ji, X. Lin, H. Zhang, Y. Wu, J. Li, i Q. He, *Angewandte Chemie International Edition* **58**, 4184 (2019).
- [161] Y. Wu, A. D. Kaiser, Y. Jiang, i M. S. Alber, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **106**, 1222 (2009), <https://www.pnas.org/content/106/4/1222.full.pdf> .
- [162] K. Son, J. S. Guasto, i R. Stocker, *Nature physics* **9**, 494 (2013).
- [163] Y. Magariyama, S.-y. Masuda, Y. Takano, T. Ohtani, i S. Kudo, *FEMS Microbiology Letters* **205**, 343 (2001).
- [164] O. Sliusarenko, J. Neu, D. R. Zusman, i G. Oster, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **103**, 1534 (2006), <https://www.pnas.org/content/103/5/1534.full.pdf> .
- [165] L. Xie, T. Altindal, S. Chattopadhyay, i X.-L. Wu, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **108**, 2246 (2011).
- [166] Y. Yuan, Q. Liu, B. Senyuk, i I. I. Smalyukh, *Nature* **570**, 214 (2019).
- [167] A. Varma, T. D. Montenegro-Johnson, i S. Michelin, *Soft matter* **14**, 7155 (2018).
- [168] J. Anderson, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **21**, 61–99 (1989).
- [169] S. E. Spagnolie i E. Lauga, *J. Fluid Mech.* **700**, 105 (2012).
- [170] J. Palacci, S. Sacanna, A. P. Steinberg, D. J. Pine, i P. M. Chaikin, *Science* **339**, 936 (2013), <https://science.sciencemag.org/content/339/6122/936.full.pdf> .
- [171] K. Drescher, K. C. Leptos, I. Tuval, T. Ishikawa, T. J. Pedley, i R. E. Goldstein, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 168101 (2009).
- [172] A. Domínguez, P. Magaretti, M. N. Popescu, i S. Dietrich, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 078301 (2016).
- [173] C. Brennen i H. Winet, *Ann. Rev. Fluid Mech.* **9**, 339 (1977).
- [174] E. Lauga, *Ann. Rev. Fluid Mech.* **48**, 105 (2016).
- [175] E. Lauga i T. R. Powers, *Rep. Prog. Phys.* **72**, 096601 (2009).
- [176] E. M. Purcell, *Am. J. Phys.* **45**, 3 (1977).
- [177] J. D. Wheeler, E. Secchi, R. Rusconi, i R. Stocker, *Ann. Rev. Cell. Develop. Biol.* **35**, 213 (2019).
- [178] R. Rusconi i R. Stocker, *Curr. Opin. Microbiol.* **25**, 1 (2015).
- [179] A. P. Berke, L. Turner, H. C. Berg, i E. Lauga, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 038102 (2008).
- [180] E. Lauga, W. R. DiLuzio, G. M. Whitesides, i H. A. Stone, *Biophys. J.* **90**, 400 (2006).
- [181] G. Miño, M. Baabour, R. Chertcoff, G. Gutkind, E. Clément, H. Auradou, i I. Ippolito, *Adv. Microbiol.* **8**, 451 (2018).
- [182] J. O. Kessler, *Nature* **313**, 218 (1985).
- [183] R. Rusconi, J. Guasto, i R. Stocker, *Nat. Phys.* **10**, 212 (2014).
- [184] M. T. Barry, R. Rusconi, J. S. Guasto, i R. Stocker, *J. R. Soc. Interface* **12**, 20150791 (2015).
- [185] W. R. DiLuzio, L. Turner, M. Mayer, P. Garstecki, D. B. Weibel, H. C. Berg, i G. M. Whitesides, *Nature* **435**, 1271 (2005).
- [186] G. Grégoire i H. Chaté, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 025702 (2004).
- [187] S. Mishra, A. Baskaran, i M. C. Marchetti, *Phys. Rev. E* **81**, 061916 (2010).
- [188] S. Heidenreich, S. Hess, i S. H. L. Klapp, *Phys. Rev. E* **83**, 011907 (2011).
- [189] A. M. Menzel, *Phys. Rev. E* **85**, 021912 (2012).

- [190] B. Liebchen, M. E. Cates, i D. Marenduzzo, *Soft Matter* **12**, 7259 (2016).
- [191] T. Le Goff, B. Liebchen, i D. Marenduzzo, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 238002 (2016).
- [192] B. Liebchen i D. Levis, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 058002 (2017).
- [193] B. Liebchen, D. Marenduzzo, i M. E. Cates, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 268001 (2017).
- [194] A. M. Menzel, *J. Physics: Condens. Matter* **25**, 505103 (2013).
- [195] F. Kogler i S. H. L. Klapp, *Europhys. Lett.* **110**, 10004 (2015).
- [196] P. Romanczuk, H. Chaté, L. Chen, S. Ngo, i J. Toner, *New J. Phys.* **18**, 063015 (2016).
- [197] A. M. Menzel, A. Saha, C. Hoell, i H. Löwen, *J. Chem. Phys.* **144**, 024115 (2016).
- [198] J. Tailleur i M. E. Cates, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 218103 (2008).
- [199] J. Palacci, S. Sacanna, A. P. Steinberg, D. J. Pine, i P. M. Chaikin, *Science* **339**, 936 (2013).
- [200] I. Buttinoni, J. Bialké, F. Kümmel, H. Löwen, C. Bechinger, i T. Speck, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 238301 (2013).
- [201] T. Speck, J. Bialké, A. M. Menzel, i H. Löwen, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 218304 (2014).
- [202] T. Speck, A. M. Menzel, J. Bialké, i H. Löwen, *J. Chem. Phys.* **142**, 224109 (2015).
- [203] H. H. Wensink, J. Dunkel, S. Heidenreich, K. Drescher, R. E. Goldstein, H. Löwen, i J. M. Yeomans, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **109**, 14308 (2012).
- [204] H. H. Wensink i H. Löwen, *J. Phys. Condens. Mat.* **24**, 464130 (2012).
- [205] J. Dunkel, S. Heidenreich, K. Drescher, H. H. Wensink, M. Bär, i R. E. Goldstein, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 228102 (2013).
- [206] A. Kaiser, A. Peshkov, A. Sokolov, B. ten Hagen, H. Löwen, i I. S. Aranson, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 158101 (2014).
- [207] S. Heidenreich, J. Dunkel, S. H. L. Klapp, i M. Bär, *Phys. Rev. E* **94**, 020601 (2016).
- [208] H. Löwen, *Eur. Phys. J. Special Topics* **225**, 2319 (2016).
- [209] E. M. Maldonado i M. I. Latz, *Biol. Bull.* **212**, 242 (2007), pMID: 17565113.
- [210] A. J. T. M. Mathijssen, J. Culver, M. S. Bhamla, i M. Prakash, *Nature* **571**, 560 (2019).
- [211] J. Happel i B. J. Bryne, *Industrial & Engineering Chemistry* **46**, 1181 (1954).
- [212] H. A. Stone, A. D. Stroock, i A. Ajdari, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **36**, 381 (2004).
- [213] B. Rallabandi, B. Saintyves, T. Jules, T. Salez, C. Schönecker, L. Mahadevan, i H. A. Stone, *Phys. Rev. Fluids* **2**, 074102 (2017).
- [214] B. Rallabandi, S. Hilgenfeldt, i H. A. Stone, *J. Fluid Mech.* **818**, 407 (2017).
- [215] A. Daddi-Moussa-Ider i S. Gekle, *Phys. Rev. E* **95**, 013108 (2017).
- [216] P. D. Frymier, R. M. Ford, H. C. Berg, i P. T. Cummings, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **92**, 6195 (1995).
- [217] W. R. DiLuzio, L. Turner, M. Mayer, P. Garstecki, D. B. Weibel, H. C. Berg, i G. M. Whitesides, *Nature* **435**, 1271 (2005).
- [218] K. Drescher, J. Dunkel, L. H. Cisneros, S. Ganguly, i R. E. Goldstein, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **108**, 10940 (2011).
- [219] G. Miño, T. E. Mallouk, T. Darnige, M. Hoyos, J. Dauchet, J. Dunstan, R. Soto, Y. Wang, A. Rousselet, i E. Clement, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 048102 (2011).
- [220] E. Lushi, V. Kantsler, i R. E. Goldstein, *Phys. Rev. E* **96**, 023102 (2017).
- [221] K. Ishimoto i E. A. Gaffney, *Phys. Rev. E* **88**, 062702 (2013).
- [222] M. Contino, E. Lushi, I. Tuval, V. Kantsler, i M. Polin, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 258102 (2015).
- [223] J. Dunstan, G. Miño, E. Clement, i S. Soto, *Phys. Fluids* **24**, 011901 (2012).
- [224] S. Das, A. Garg, A. I. Campbell, J. Howse, A. Sen, D. Velegol, R. Golestanian, i S. J. Ebbens, *Nat. Commun.* **6** (2015).
- [225] K. Schaar, A. Zöttl, i H. Stark, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 038101 (2015).
- [226] S. E. Spagnolie, G. R. Moreno-Flores, D. Bartolo, i E. Lauga, *Soft Matter* **11**, 3396 (2015).
- [227] N. Desai, V. A. Shaik, i A. M. Ardekani, *Soft matter* (2018).
- [228] H. Shum i J. M. Yeomans, *Phys. Rev. Fluids* **2**, 113101 (2017).
- [229] M. C. van Loosdrecht, J. Lyklema, W. Norde, i A. J. Zehnder, *Microbiol. Rev.* , 75.
- [230] K. Drescher, Y. Shen, B. L. Bassler, i H. A. Stone, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **110**, 4345 (2013).
- [231] W. E. Uspal, M. N. Popescu, S. Dietrich, i M. Tasinkevych, *Soft Matter* **11**, 6613 (2015).
- [232] W. E. Uspal, M. N. Popescu, S. Dietrich, i M. Tasinkevych, *Soft Matter* **11**, 434 (2015).
- [233] J. Simmchen, J. Katuri, W. E. Uspal, M. N. Popescu, M. Tasinkevych, i S. Sánchez, *Nat. Commun.* **7**, 10598 (2016).

- [234] Y. Ibrahim i T. B. Liverpool, *Europhys. Lett.* **111**, 48008 (2015).
- [235] A. Mozaffari, N. Sharifi-Mood, J. Koplik, i C. Maldarelli, *Phys. Fluids* **28**, 053107 (2016).
- [236] M. N. Popescu, W. E. Uspal, i S. Dietrich, *Eur. Phys. J. Special Topics* **225**, 2189 (2016).
- [237] F. Rühle, J. Blaschke, J.-T. Kuhr, i H. Stark, *New J. Phys.* (2017).
- [238] A. Mozaffari, N. Sharifi-Mood, J. Koplik, i C. Maldarelli, *Phys. Rev. Fluids* **3**, 014104 (2018).
- [239] D. Crowdy, S. Lee, O. Samson, E. Lauga, i A. E. Hosoi, *J. Fluid Mech.* **681**, 24 (2011).
- [240] R. Di Leonardo, D. Dell'Arciprete, L. Angelani, i V. Iebba, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 038101 (2011).
- [241] M. C. Marchetti, J. F. Joanny, S. Ramaswamy, T. B. Liverpool, J. Prost, M. Rao, i R. A. Simha, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 1143 (2013).
- [242] J. Elgeti, R. G. Winkler, i G. Gompper, *Reports Prog. Phys.* **78** (2015).
- [243] C. Bechinger, R. Di Leonardo, H. Löwen, C. Reichhardt, G. Volpe, i G. Volpe, *Rev. Mod. Phys.* **88**, 045006 (2016).
- [244] A. Zöttl i H. Stark, *J. Phys. Condens. Mat.* **28**, 253001 (2016).
- [245] A. Najafi i R. Golestanian, *Phys. Rev. E* **69**, 062901 (2004).
- [246] A. Najafi i R. Golestanian, *J. Phys. Condens. Mat.* **17**, S1203 (2005).
- [247] R. Golestanian i A. Ajdari, *Phys. Rev. E* **77**, 036308 (2008).
- [248] R. Golestanian i A. Ajdari, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 038101 (2008).
- [249] G. P. Alexander, C. M. Pooley, i J. M. Yeomans, *J. Phys. Condens. Mat.* **21**, 204108 (2009).
- [250] M. Leoni, J. Kotar, B. Bassetti, P. Cicuta, i M. C. Lagomarsino, *Soft Matter* **5**, 472 (2009).
- [251] G. Grosjean, M. Hubert, G. Lagubeau, i N. Vandewalle, *Phys. Rev. E* **94**, 021101 (2016).
- [252] A. Montino i A. DeSimone, *Eur. Phys. J. E* **38**, 42 (2015).
- [253] E. Lauga, *Soft Matter* **7**, 3060 (2011).
- [254] A. Montino i A. DeSimone, *Acta Appl. Math.* **149**, 53 (2017).
- [255] J. Pande i A.-S. Smith, *Soft Matter* **11**, 2364 (2015).
- [256] J. Pande, L. Merchant, T. Krüger, J. Harting, i A.-S. Smith, *Soft Matter* **13**, 3984 (2017).
- [257] S. Babel, H. Löwen, i A. M. Menzel, *Europhys. Lett.* **113**, 58003 (2016).
- [258] R. Ledesma-Aguilar, H. Löwen, i J. M. Yeomans, *Eur. Phys. J. E* **35**, 70 (2012).
- [259] Dreyfus, R., Baudry, J., i Stone, H. A., *Eur. Phys. J. B* **47**, 161 (2005).
- [260] M. S. Rizvi, A. Farutin, i C. Misbah, *Phys. Rev. E* **97**, 023102 (2018).
- [261] B. U. Felderhof, *Phys. Fluids* **18**, 063101 (2006).
- [262] O. S. Pak, L. Zhu, L. Brandt, i E. Lauga, *Phys. Fluids* **24**, 103102 (2012).
- [263] L. Zhu, *Numerical investigation of swimming micro-organisms in complex environments* (KTH Royal Institute of Technology, 2012).
- [264] M. P. Curtis i E. A. Gaffney, *Phys. Rev. E* **87**, 043006 (2013).
- [265] S. Yazdi, A. M. Ardekani, i A. Borhan, *Phys. Rev. E* **90**, 043002 (2014).
- [266] S. Yazdi, A. M. Ardekani, i A. Borhan, *J. Nonlinear Sci.* **25**, 1153 (2015).
- [267] C. Datt, L. Zhu, G. J. Elfring, i O. S. Pak, *J. Fluid Mech.* **784** (2015).
- [268] S. Yazdi i A. Borhan, *Phys. Fluids* **29**, 093104 (2017).
- [269] D. Pimponi, M. Chinappi, P. Gualtieri, i C. M. Casciola, *J. Fluid Mech.* **789**, 514 (2016).
- [270] A. Domínguez, P. Malfaretti, M. N. Popescu, i S. Dietrich, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 078301 (2016).
- [271] K. Dietrich, D. Renggli, M. Zanini, G. Volpe, I. Buttinoni, i L. Isa, *New J. Phys.* **19**, 065008 (2017).
- [272] J. Elgeti i G. Gompper, *Europhys. Lett.* **85**, 38002 (2009).
- [273] L. Zhu, E. Lauga, i L. Brandt, *J. Fluid Mech.* **726**, 285 (2013).
- [274] F. Yang, S. Qian, Y. Zhao, i R. Qiao, *Langmuir* **32**, 5580 (2016).
- [275] J. Elgeti i G. Gompper, *Eur. Phys. J. Special Topics* **225**, 2333 (2016).
- [276] C. Liu, C. Zhou, W. Wang, i H. P. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 198001 (2016).
- [277] G.-J. Li i A. M. Ardekani, *Phys. Rev. E* **90**, 013010 (2014).
- [278] F. G. Woodhouse i R. E. Goldstein, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 168105 (2012).
- [279] H. Wioland, F. G. Woodhouse, J. Dunkel, J. O. Kessler, i R. E. Goldstein, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 268102 (2013).
- [280] H. Wioland, F. G. Woodhouse, J. Dunkel, i R. E. Goldstein, *Nat. Phys.* **12**, 341 (2016).
- [281] F. G. Woodhouse i J. Dunkel, *Nat. Commun.* **8** (2017).

- [282] A. J. T. M. Mathijssen, T. N. Shendruk, J. M. Yeomans, i A. Doostmohammadi, Phys. Rev. Lett. **116**, 028104 (2016).
- [283] B. Cichocki i R. B. Jones, Physica A **258**, 273 (1998).
- [284] N. Liron i S. Mochon, J. Eng. Math. **10**, 287 (1976).
- [285] S. Bhattacharya i J. Bławdziewicz, J. Math. Phys. **43**, 5720 (2002).
- [286] S. Bhattacharya, J. Bławdziewicz, i E. Wajnryb, J. Fluid Mech. **541**, 263 (2005).
- [287] S. Bhattacharya, J. Bławdziewicz, i E. Wajnryb, Physica A **356**, 294 (2005).
- [288] J. de Graaf, A. J. T. M. Mathijssen, M. Fabritius, H. Menke, C. Holm, i T. N. Shendruk, Soft Matter **12**, 4704 (2016).
- [289] R. Golestanian i A. Ajdari, Phys. Rev. E **77**, 036308 (2008).
- [290] J. Dunkel, V. B. Putz, I. M. Zaid, i J. M. Yeomans, Soft Matter **6**, 4268 (2010).
- [291] B. Nasouri, A. Vilfan, i R. Golestanian, Phys. Rev. Fluids **4**, 073101 (2019).
- [292] J. Hill, O. Kalkanci, J. McMurry, i H. Koser, Phys. Rev. Lett. **98**, 068101 (2007).
- [293] A. J. T. M. Mathijssen, N. Figueroa-Morales, G. Junot, É. Clément, A. Lindner, i A. Zöttl, Nat. Commun. **10**, 3434 (2019).
- [294] R. Golestanian, Eur. Phys. J. E **25**, 1 (2008).
- [295] Q. Brosseau, F. B. Usabiaga, E. Lushi, Y. Wu, L. Ristroph, J. Zhang, M. Ward, i M. J. Shelley, Phys. Rev. Lett. **123**, 178004 (2019).
- [296] J. Palacci, S. Sacanna, A. Abramian, J. Barral, K. Hanson, A. Y. Grosberg, D. J. Pine, i P. M. Chaikin, Sci. Adv. **1**, e1400214 (2015).
- [297] K. Miki i D. E. Clapham, Curr. Biol. **23**, 443 (2013).
- [298] V. Kantsler, J. Dunkel, M. Blayney, i R. E. Goldstein, eLife, 02403 (2014).
- [299] A. Chakrabarty, F. Wang, K. Sun, i Q.-H. Wei, Soft Matter **12**, 4318 (2016).
- [300] A. Einstein, Ann. Phys. **322**, 549 (1905).
- [301] M. Smoluchowski, Ann. Phys. **21**, 755 (1906).
- [302] P. Langevin, C. R. Acad. Sci. **146**, 530 (1908).
- [303] J. Perrin, Ann. Chim. Phys. **18**, 1 (1909).
- [304] F. Perrin, J. Phys. le Radium **5**, 497 (1934).
- [305] A. J. Goldman, R. G. Cox, i H. Brenner, Chem. Eng. Sci. **22**, 637 (1967).
- [306] E. J. Hinch, J. Fluid Mech. **72**, 499 (1975).
- [307] Y. Han, A. M. Alsayed, M. Nobili, J. Zhang, T. C. Lubensky, i A. G. Yodh, Science **314**, 626 (2006).
- [308] A. V. Butenko, E. Mogilko, L. Amitai, B. Pokroy, i E. Sloutskin, Langmuir **28**, 12941 (2012).
- [309] D. J. Kraft, R. Wittkowski, B. ten Hagen, K. V. Edmond, D. J. Pine, i H. Löwen, Phys. Rev. E **88**, 050301 (2013), 1305.1253 .
- [310] A. Chakrabarty, A. Konya, F. Wang, J. V. Selinger, K. Sun, i Q.-H. Wei, Langmuir **30**, 13844 (2014).
- [311] R. Huang, I. Chavez, K. M. Taute, B. Lukić, S. Jeney, M. G. Raizen, i E.-L. Florin, Nat. Phys. **7**, 576 (2011).
- [312] A. Chakrabarty, F. Wang, C.-Z. Fan, K. Sun, i Q.-H. Wei, Langmuir **29**, 14396 (2013), pMID: 24171648, <http://dx.doi.org/10.1021/la403427y> .
- [313] L. Koens i E. Lauga, Phys. Biol. **11**, 1 (2014).
- [314] B. Cichocki, M. L. Ekiel-Jeżewska, i E. Wajnryb, J. Chem. Phys. **142**, 214902 (2015).
- [315] B. Cichocki, M. L. Ekiel-Jeżewska, i E. Wajnryb, J. Chem. Phys. **144**, 076101 (2016).
- [316] S. Kim i S. J. Karrila, *Microhydrodynamics: principles and selected applications* (Courier Corporation, 2013).
- [317] B. Cichocki, M. L. Ekiel-Jeżewska, i E. Wajnryb, J. Chem. Phys. **136**, 071102 (2012), <http://dx.doi.org/10.1063/1.3689842> .
- [318] A. Chakrabarty, A. Konya, F. Wang, J. V. Selinger, K. Sun, i Q.-H. Wei, Phys. Rev. Lett. **111**, 160603 (2013).
- [319] B. Wang, J. Kuo, S. C. Bae, i S. Granick, Nat. Mater. **11**, 481 (2012).
- [320] B. J. Berne i R. Pecora, *Dynamic Light Scattering: With Applications to Chemistry, Biology, and Physics*, Dover Books on Physics Series (Dover Publications, 2000).
- [321] W. F. Paxton, K. C. Kistler, C. C. Olmeda, A. Sen, S. K. St. Angelo, Y. Cao, T. E. Mallouk, P. E. Lammert, i V. H. Crespi, J. Am. Chem. Soc. **126**, 13424 (2004).

