

# Un moteur à l'eau de mer pour déplacer des particules micrométriques

Cécile Cottin-Bizonne (cecile.cottin-bizonne@univ-lyon1.fr), Christophe Ybert et Lydéric Bocquet  
Institut Lumière Matière, Université Lyon 1 et CNRS, UMR 5306, Université de Lyon, 69622 Villeurbanne

Des différents usages de l'eau de mer, le fait qu'elle peut constituer une source d'énergie chimique susceptible d'être transformée en énergie mécanique n'est certainement pas le plus naturel.

Ces phénomènes, dits de transport osmotique, trouvent leur origine dans des effets de surfaces et sont ainsi des candidats naturels au déplacement de petits objets.

Plus généralement, nous montrons comment de simples contrastes de concentration, générés à la surface de particules micrométriques, fournissent à ces dernières des capacités d'autopropulsion.

L'hydrodynamique est longtemps restée associée aux écoulements à l'échelle macroscopique, des conduites de liquides aux écoulements atmosphériques. Depuis plus d'une décennie pourtant, un nombre croissant de travaux et de situations s'intéressent aux propriétés d'écoulement des liquides aux petites échelles, micrométriques voire nanométriques.

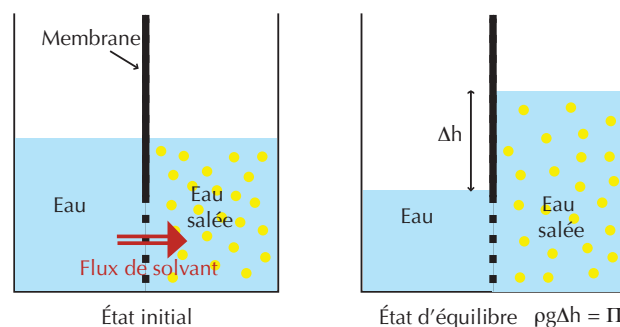
Hormis les situations extrêmes d'écoulements confinés à l'échelle de la molécule de liquide, le principal effet d'une réduction des échelles de l'écoulement tient à l'exacerbation du rôle des surfaces et de leurs propriétés. Une illustration simple concerne les propriétés de friction entre la surface et le liquide, qui rendent les écoulements de liquides sous l'action d'une force de pression d'autant plus difficiles que la taille de la conduite est petite. Quiconque a déjà essayé d'étancher sa soif en buvant à la paille a pu expérimenter qu'à (dé-)pression égale, le résultat est d'autant plus satisfaisant que la paille est de gros diamètre  $\phi$ . L'effet est même violent, puisque l'hydrodynamique prédit un débit proportionnel à  $\phi^4$ , ce qui permet d'imaginer les limitations que cela impose dans des systèmes micrométriques ! Dans ce cas précis, la miniaturisation amène à repenser une question très ancienne : comment les propriétés de friction liquide –

surface dépendent-elles des caractéristiques chimiques et texturales (rugosité) de la surface et, par extension, peut-on réduire cette friction en jouant sur la nature du tuyau ? Plus généralement, c'est la question des différents modes de couplage possibles entre surfaces et écoulements de liquides, ainsi que les échelles auxquelles ceux-ci se produisent, qui se retrouve au cœur des préoccupations de ce domaine.

L'objet de cet article est précisément de détailler le mécanisme et les conséquences d'un des modes de couplage possibles, pour lequel la présence des surfaces ne constitue plus un simple frein à l'écoulement, mais est au contraire le moteur même de celui-ci. Il s'agit de la classe générique des écoulements engendrés aux parois, et en particulier ceux résultant de phénomènes osmotiques (liés à des inhomogénéités de concentrations, donc), que nous discutons maintenant.

## Transport osmotique

À l'image des systèmes biologiques qui utilisent des sources d'énergie chimique pour générer des mouvements, les phénomènes de transport osmotique sont capables de réaliser une transformation d'énergie chimique en énergie mécanique.



1. Expérience d'équilibre osmotique entre deux compartiments séparés par une membrane semi-perméable.



© Bjørnveit.

Le premier prototype de centrale osmotique au monde, construit à Tofte (Hurum) dans le fjord d'Oslo (Norvège) par la compagnie Statkraft. Inauguré en 2009, ce prototype utilise la différence de concentration saline entre l'eau de mer et l'eau douce d'un estuaire.

Ils permettent d'induire une migration de particules dites colloïdales – de taille inférieure à quelques microns –, ou la mise en écoulement du liquide, en réponse à un gradient de concentration d'un soluté (une espèce dissoute, par exemple du sel de cuisine dans l'eau). Comme nous l'explicitons par la suite, cet effet trouve son origine dans la présence d'une surface solide en contact avec le liquide, et interagissant avec le soluté.

Afin de comprendre l'origine physique de ces effets de transport osmotique, il est utile de revenir d'abord sur la situation classique d'osmose au travers d'une membrane (fig. 1) : on considère un récipient composé de deux compartiments, séparés par une membrane dite semi-perméable (parfaitement perméable au solvant, mais imperméable à un soluté – du sucre par exemple). Dans l'état initial, les deux compartiments sont remplis avec le même niveau de liquide : du solvant pur d'un côté, un mélange solvant-soluté de l'autre. Alors qu'en absence de soluté, cette solution correspond à une situation d'équilibre, en présence de ce dernier le système va évoluer sous l'effet d'un déséquilibre de pression osmotique entraînant un flux de solvant du milieu dilué vers le milieu concentré, jusqu'à obtenir un état d'équilibre. Les conséquences des phénomènes osmotiques sont multiples et souvent spectaculaires. En physiologie, par exemple, l'osmose est responsable de la sensation douloureuse liée à une pénétration d'eau douce dans les narines, tandis que l'eau de mer a, elle, un effet décongestionnant : dans un cas, l'eau introduite vient gonfler les cellules, alors qu'elle les évacue dans le second. Plus familièrement encore, c'est

ce même phénomène d'osmose qui explique pourquoi le gros sel permet de faire dégorger concombres et autres aubergines !

Traditionnellement, ce phénomène d'osmose est appréhendé à l'aide d'une approche thermodynamique.

Dans la limite des faibles concentrations en soluté,  $x = N_2/N_1 \ll 1$  ( $N_i$  est le nombre de molécules de l'espèce  $i$  et  $i = 1$ , solvant ;  $i = 2$ , soluté), le potentiel chimique du solvant s'écrit :

$$\mu_1(T, P, x) = \mu_1^0(T, P) - x k_B T,$$

où  $\mu_1^0(T, P)$  est le potentiel chimique du solvant pur,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température et  $P$  la pression. Le potentiel chimique du solvant est ainsi abaissé par la présence d'un soluté, de sorte que, dans la situation de la figure 1, il est initialement différent de part et d'autre de la membrane. De ce fait, un flux de solvant apparaît alors en direction du compartiment le plus concentré, en réponse au déséquilibre.

Au final, l'équilibre thermodynamique du fluide ne peut être atteint que si la pression est différente entre les deux compartiments, ce qui s'écrit :

$$\mu_1(T, P, x = 0) = \mu_1(T, P + \Pi, x).$$

Cette égalité conduit au premier ordre à la relation de Van't Hoff pour la pression osmotique d'une solution diluée de concentration  $c = N_2/V$  :

$$\Pi = c k_B T.$$

En pratique, dans l'expérience décrite, la différence de pression osmotique est finalement équilibrée par l'apparition d'une différence de pression hydrostatique  $\Pi = \rho g \Delta h$ , où  $\Delta h$  est la différence de hauteur d'eau entre les deux compartiments.

Comme on le voit, en présence d'une membrane, le transport osmotique est un phénomène classique permettant de transformer de l'énergie chimique, associée à l'entropie de mélange, en énergie mécanique. Pour fixer les ordres de grandeur, la pression osmotique entre l'eau douce et l'eau de mer dépasse 20 bars ; suffisamment pour motiver des développements industriels dans le domaine des énergies dites « bleues », utilisant la pression osmotique pour faire tourner des turbines génératrices d'électricité. C'est l'objectif du projet "osmotic power" de la compagnie norvégienne Statkraft ([www.statkraft.com/](http://www.statkraft.com/), voir photo ci-dessus). Ce domaine suscite un intérêt croissant, et de multiples recherches fondamentales sont menées actuellement pour extraire le plus efficacement cette source considérable d'énergie renouvelable.

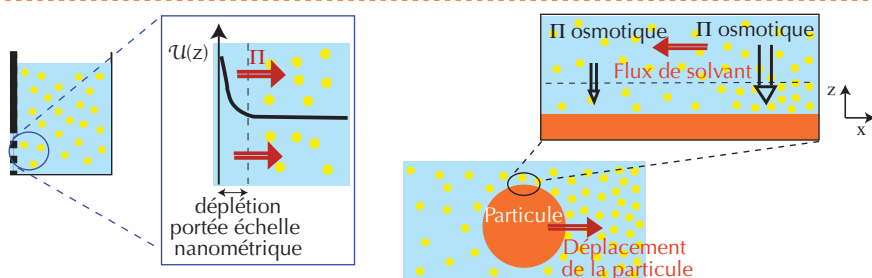
Si les manifestations de l'osmose sont macroscopiques, il est intéressant de s'interroger sur l'impact de ces phénomènes aux plus petites échelles, voire sur leur intérêt dans le contexte des microsystemes fluidiques ou du transport de particules. Pour généraliser ces effets, il convient d'examiner plus en détail quelles propriétés physiques, nécessaires à cette transduction chimio-mécanique, sont cachées derrière la notion de membrane semi-perméable. Pour cela, il est instructif de réexaminer l'équilibre osmotique à l'aide d'une vision plus « microscopique », par contraste avec l'approche thermodynamique précédente (voir encadré 1, p. 12). Essentiellement, cette membrane constitue (i) une surface, qui a (ii) une interaction spécifique avec le soluté. On peut ainsi réduire le rôle de la membrane à sa plus simple expression, en



**Osmose et membrane : vision microscopique**

Afin de pouvoir généraliser les processus de transport osmotique à d'autres configurations expérimentales, il est nécessaire d'examiner plus en détail l'action de la membrane en considérant explicitement les interactions entre cette dernière et le soluté. Ainsi, on réduit la membrane à un potentiel d'interaction  $\mathcal{U}(z)$  avec les molécules de soluté,  $z$  désignant la distance à la membrane (fig. E1). La condition d'imperméabilité au soluté impose, de plus, que le potentiel soit répulsif,  $\mathcal{U} > 0$ , et d'amplitude bien plus grande que l'énergie thermique :  $\mathcal{U}(0) = \mathcal{U}_0 \gg k_B T$ . Dans ce potentiel, le soluté se répartit selon une loi de Boltzmann :  $c(z) = c_\infty \exp[-\mathcal{U}(z)/k_B T]$ .

Du potentiel  $\mathcal{U}(z)$ , il est possible de dériver la force locale (par unité de volume) exercée par la membrane sur le liquide ; celle-ci vaut  $f(z) = -c(z) \nabla \mathcal{U}(z)$ , une forme analogue à la contribution plus classique de la gravité ( $\rho g$ ). En intégrant sur la portée totale des interactions membrane-soluté, cela conduit à une force totale exercée sur le liquide (par unité de surface de membrane) qui s'exprime comme  $\Pi = c_\infty k_B T$ . On retrouve ainsi l'expression de la pression osmotique, interprétée comme force mécanique induite par la membrane sur le fluide. Comme précédemment, cette pression induit un flux de liquide du compartiment dilué vers le compartiment concentré.



▲ E1. Equilibre osmotique : rôle de la membrane semi-perméable.

▼ E2. Diffusio-osmose près d'une surface solide, et migration diffusio-phorétique de particules solides (points jaunes) dispersées.

**Osmose sans membrane : diffusio-osmose**

Généralisons maintenant ce résultat de transport osmotique à des configurations sans membrane. Considérons pour cela une surface solide en présence d'un gradient de concentration en soluté,  $\nabla c_\infty(x)$ , imposé loin de la surface, parallèlement à celle-ci (fig. E2). Tout comme la membrane précédemment, le mur interagit avec le soluté *via* un potentiel  $\mathcal{U}(z)$  qui, désormais, peut être attractif ou répulsif selon la nature des interactions. On peut appliquer le traitement discuté précédemment pour la membrane, à une position  $x$  donnée le long du mur. Le mur exerce sur le liquide une force (attractive sur la figure E2), dont la résultante à l'échelle de la couche d'interaction est en norme égale à la pression osmotique locale,  $c_\infty(x) k_B T$ .

La surface étant ici imperméable, cette force d'interaction fait monter (diminuer pour un cas répulsif) la pression mécanique du liquide au voisinage de la paroi. Il apparaît ainsi dans le liquide, en présence d'un gradient de concentration en soluté, un gradient de pression d'origine osmotique dans la couche vicinale de surface, qui, *in fine*, provoque la mise en écoulement de cette couche dans la direction tangentielle au mur. Agissant comme un tapis roulant au niveau du mur, ce forçage localisé dans la couche de surface se propage ensuite par frottement visqueux pour aboutir à une mise en écoulement globale du liquide. C'est le phénomène d'écoulement diffusio-osmotique : création d'un flux de solvant sous l'action d'un gradient de concentration solutale, qui se caractérise par une vitesse d'écoulement proportionnelle au gradient :  $U_D = \mu_{DO} \nabla c_\infty$ , où  $\mu_{DO}$  est la mobilité diffusio-osmotique, qui dépend de la forme explicite de l'interaction  $\mathcal{U}(z)$ .

Dans la suite, les surfaces solides utilisées sont celles de petites particules micrométriques (typiquement de diamètre 200 à 1000 nm) en suspension dans le liquide (fig. E2). Dans ce cas, par un changement de référentiel, l'apparition de ces écoulements osmotiques va induire une migration des particules en sens opposé. On parle alors de *migration diffusio-phorétique* des particules, caractérisée par une mobilité  $\mu_{DP} = -\mu_{DO}$ . Dans le cas où ces particules sont chargées et en présence d'un gradient de concentration en sel, la variation du potentiel d'interaction électrostatique avec la concentration en sel  $C_s$  conduit à une non-linéarité dans l'expression de la mobilité diffusio-phorétique ; la vitesse des particules chargées peut se mettre sous la forme  $U_D = D_{DP} \nabla \log C_s$ , où  $D_{DP}$  a la dimension d'un coefficient de diffusion, et est indépendant de  $C_s$ .

la représentant sous la forme d'un potentiel d'interaction agissant sur le soluté uniquement. Cette interaction, répulsive dans le cas de la membrane semi-perméable, peut de manière plus générale être répulsive ou attractive suivant le type d'interactions mises en jeu : interactions stériques, de van der Waals, ou encore électrostatiques. Dans tous les cas, la portée de ces interactions est typiquement nanométrique (1 à 100 nm), de sorte que les phénomènes décrits sont véritablement générés aux surfaces, comme annoncé dans l'introduction.

Les deux ingrédients précités – surface et interaction avec le soluté – se retrouvent bien évidemment également pour d'autres systèmes que les membranes : murs des (micro-)canaux, surfaces de particules en suspension, etc. De même que, dans l'équilibre osmotique, ces surfaces permettent à la pression osmotique d'exercer une action mécanique, elles permettent également de rediriger son action dans une direction parallèle à la surface pour donner finalement naissance à des écoulements ou à du transport de particules, en réponse à un gradient externe de concentration en soluté (encadré 1).

**Mise en évidence de transports de particules par des gradients de concentration saline**

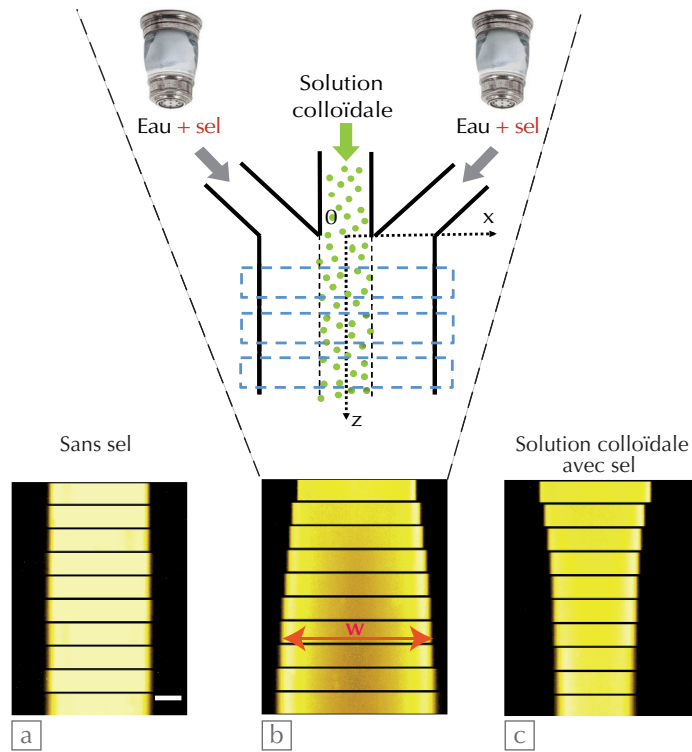
Le déplacement de particules sous l'effet d'un gradient de concentration saline avait été anticipé depuis plus de cinquante ans, mais avait été peu exploré expérimentalement par manque d'outils adaptés pour étudier quantitativement ce phénomène. Avec le développement récent de la microfluidique, il est maintenant possible de créer et contrôler finement des gradients de concentration saline. Nous avons ainsi étudié la migration de microparticules colloïdales dans un système microfluidique présentant une géométrie sous forme de  $\Psi$  (fig. 2), avec trois entrées. Nous injectons, à une vitesse  $U$ , une solution colloïdale fluorescente dans le canal central et de l'eau pure ou salée dans les deux canaux latéraux. Nous pouvons mesurer par fluorescence la largeur de la bande où des particules colloïdales sont présentes. Dans le cas où les solutions latérales sont de l'eau, cette largeur reste constante sur toute la longueur du canal (fig. 2a) : la diffusion brownienne seule n'est pas suffisante pour que les colloïdes traversent les lignes de courant.

Mais lorsqu'on ajoute une petite quantité de sel (10 mM de LiCl, par exemple) dans les canaux latéraux, nous observons un net élargissement de la bande colloïdale (fig. 2b). De manière symétrique, nous pouvons observer une focalisation de la solution colloïdale lorsqu'on y ajoute le sel au lieu de l'ajouter dans les canaux latéraux (fig. 2c). Dans ces deux cas, les colloïdes migrent vers les fortes concentrations en sel, sous l'effet du gradient de concentration saline. C'est la manifestation du phénomène de transport « diffusiophorétique », introduit dans l'encadré 1.

Il est possible d'être plus quantitatif en mesurant l'évolution de la largeur de la bande colloïdale  $\Delta w(z)$  en fonction de la position  $z$  le long du canal, c'est-à-dire du temps effectif  $t = z/U$  qui s'est écoulé depuis l'entrée du canal pour différents sels. Nous observons soit un élargissement ( $\Delta w \geq 0$ ) dans le cas où le sel circule dans les canaux latéraux, soit une focalisation ( $\Delta w \leq 0$ ) lorsque le sel est injecté avec les colloïdes. Comme représenté sur la figure 3, la largeur de la bande colloïdale évolue comme la racine du temps, selon la relation  $\Delta w(t) = \pm (2D_{\text{eff}} t)^{1/2}$ , où  $D_{\text{eff}}$  a la dimension d'un coefficient de diffusion. Cette dynamique – d'apparence diffusif – des colloïdes résulte du couplage entre la dérive diffusio-phorétique (induite par les gradients de concentration en sel) et un processus diffusif de migration du sel.

En tenant compte de ces deux phénomènes, on peut montrer que  $D_{\text{eff}}$  s'écrit sous la forme :  $D_{\text{eff}} \sim (D_{DP}^2/D_s)$  (avec  $D_{DP}$  le coefficient de diffusion diffusiophorétique défini dans l'encadré 1 et  $D_s$  le coefficient de diffusion du sel). Ce coefficient de diffusion effectif est bien plus grand, de plusieurs ordres de grandeur, que le coefficient de diffusion thermique des colloïdes : les effets diffusiophorétiques accroissent considérablement le mélange des particules. Le sel joue ici le rôle de remorqueur pour les colloïdes, le déplacement de ceux-ci apparaissant ainsi asservi à celui (rapide) du sel : nous sommes en présence d'un « moteur à l'eau de mer », dont la source d'énergie est au final la différence d'entropie de mélange du sel.

Au-delà de la configuration discutée ici, l'utilisation des gradients salins offre une souplesse et une richesse considérables pour manipuler, concentrer et séparer des particules micrométriques.



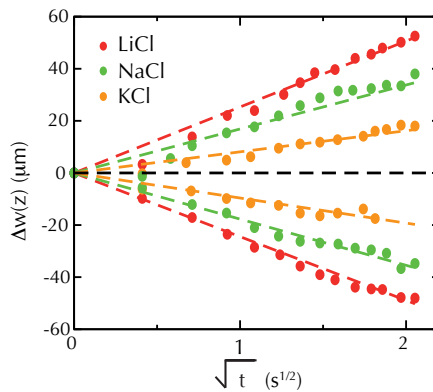
**2. Déplacement de microparticules sous l'effet de gradients salins.**

En haut : représentation schématique du système microfluidique utilisé. Une solution colloïdale est injectée dans le canal central, et de l'eau (ou une solution salée) est injectée dans les canaux latéraux.

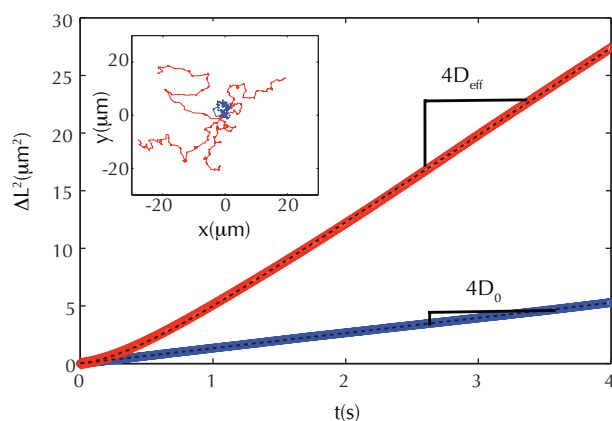
En bas : images de fluorescence de la bande colloïdale. Le liseré noir correspond à la séparation entre deux images prises à différentes positions  $z$ . Les colloïdes apparaissent en jaune sur cette image.

- a) En l'absence de gradient salin, la bande colloïdale conserve une largeur constante.
- b) La bande colloïdale s'élargit lorsque du sel est injecté uniquement dans les deux canaux latéraux ( $w$  représente la largeur de la bande colloïdale).
- c) Focalisation de la bande colloïdale lorsque le sel est injecté avec les colloïdes dans le canal central.

(Figure d'après Abécassis *et al.* [1]).

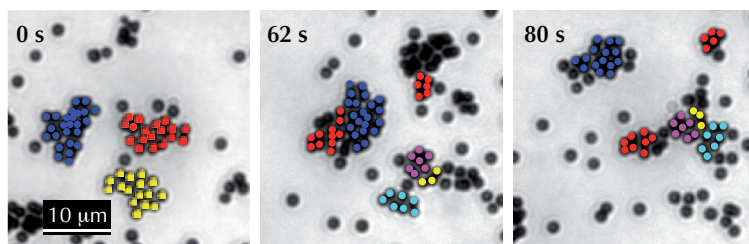
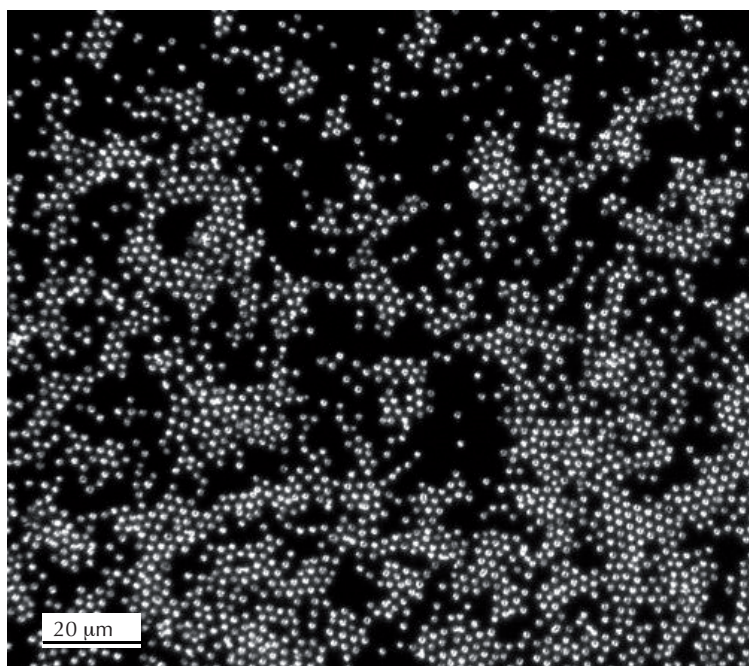


**3. Évolution, en fonction de la racine carrée du temps, de la largeur de la bande colloïdale représentée sur la figure 2.** Chaque couleur correspond à un sel différent. (Figure d'après Abécassis *et al.* [1]).



#### 4. Déplacement quadratique moyen $\Delta L^2$ de particules en suspension dans une solution en fonction du temps $t$ , mesuré par microscopie optique.

En rouge, micronageur artificiel (présence de carburant) ; en bleu, microparticule passive : on retrouve le comportement linéaire de particules purement diffusives. Encart : trajectoires de particules passives (bleu) et de micronageurs artificiels (rouge) pour la même durée d'acquisition. (Figure d'après Palacci *et al.* [2]).



#### 5. Images en microscopie optique d'agrégats de micronageurs actifs.

Les trois images du bas illustrent la dynamique de ces agrégats, qui évoluent en permanence au cours du temps. (Figure d'après Theurkauff *et al.* [4]).

## >>> Micronageurs synthétiques

Un autre exemple de la richesse des effets osmotiques est leur utilisation pour motoriser *in situ* des particules colloïdales. En effet, dans les expériences précédentes, le gradient chimique à l'origine du déplacement des particules était imposé de manière *externe* au système. Mais il est possible d'autogénérer des gradients de concentration d'espèces chimiques sur les colloïdes eux-mêmes, en utilisant des réactions chimiques à la surface des colloïdes, qui consomment et génèrent de façon dissymétrique certaines espèces.

Ainsi, des *particules Janus* (c'est-à-dire présentant deux faces distinctes) micrométriques, recouvertes pour moitié de platine et placées dans un bain d'eau oxygénée (quelques pourcents en volume), catalysent de manière asymétrique la dismutation de  $H_2O_2$  ( $2 H_2O_2 \rightarrow O_2 + 2 H_2O$ ) et génèrent localement un gradient de concentration en espèces chimiques associées. Ces gradients sont alors à l'origine d'une autopropulsion diffusiphorétique de la particule, créant ainsi un micronageur artificiel.

Nous avons réalisé de tels micronageurs et étudié leur dynamique individuelle par suivi de trajectoires en microscopie optique pour différentes concentrations en carburant, ici l'eau oxygénée. La caractérisation de la trajectoire peut être obtenue en calculant le déplacement quadratique moyen  $\Delta L^2$  des particules en fonction du temps  $t$  :  $\Delta L^2(t) = \langle (\mathbf{R}(t) - \mathbf{R}(0))^2 \rangle$ , où  $\mathbf{R}(t)$  est la position (projetée sur le plan de la micrographie) instantanée de la particule. Sur la figure 4, nous avons représenté  $\Delta L^2(t)$  pour un micronageur artificiel (courbe rouge) et pour une particule passive de même taille (courbe bleue). Nous distinguons deux comportements : pour la particule passive, la dynamique est purement diffusives, avec un coefficient de diffusion indépendant de la concentration en  $H_2O_2$  :  $\Delta L^2/4t = D_0$ . Pour les micronageurs artificiels, le déplacement quadratique moyen diffère d'une dynamique purement diffusives. Aux temps courts, ces micronageurs présentent un mouvement balistique – dû à la propulsion diffusiphorétique des particules avec une vitesse  $V$ ,  $\Delta L^2(t) \sim V^2 t^2$ . L'agitation thermique entraîne des changements d'orientation aléatoires des particules, et donc des variations d'orientation de la vitesse de propulsion. Aux temps longs, on retrouve alors un comportement de type diffusif :  $\Delta L^2(t) \sim 4D_{\text{eff}} t$ , où  $D_{\text{eff}}$  est un coefficient de diffusion effectif, beaucoup plus grand

que le coefficient de diffusion à l'équilibre  $D_0$ . Nous avons aussi constaté que  $D_{\text{eff}}$  dépend de la concentration en carburant ; il est d'autant plus élevé que la concentration en  $\text{H}_2\text{O}_2$  est élevée.

Au-delà du comportement individuel de ces micronageurs artificiels, il est évidemment bien plus intéressant d'explorer leurs propriétés statistiques collectives. En effet, on a affaire ici à un système hors équilibre dans lequel de l'énergie est injectée à l'échelle « moléculaire », et il est intrigant d'en explorer les conséquences.

Nous avons ainsi étudié le comportement d'une assemblée de micronageurs qui sédimentent sous l'effet d'un champ de gravité extérieur. Pour une solution relativement diluée de micronageurs artificiels, nous n'avons pas observé d'écart par rapport aux lois de la physique à l'équilibre. Cette assemblée – intrinsèquement hors équilibre – peut être décrite par les lois de la physique statistique à l'équilibre, et se comporte finalement comme un système thermique avec une température effective  $T_{\text{eff}}$  bien plus élevée que la température ambiante de l'expérience (voir encadré 2).

Des effets inattendus se manifestent cependant lorsque l'on augmente encore la concentration en micronageurs. Comme présenté sur la figure 5, on voit alors se former des agrégats de particules actives, intrinsèquement dynamiques : les micronageurs s'agrègent, se séparent et se redissolvent en permanence. Nous avons pu interpréter ce comportement collectif en invoquant les interactions chimiques entre micronageurs, liées à la diffusiophorèse interparticules induite par la consommation des espèces chimiques à l'origine du mouvement. Ce faisant, une analogie intéressante se dessine avec le comportement collectif des bactéries qui présentent également une tendance à former des agrégats, *via* la production de chimio-attractants couplant à grande échelle la population bactérienne.

## Conclusion et perspectives

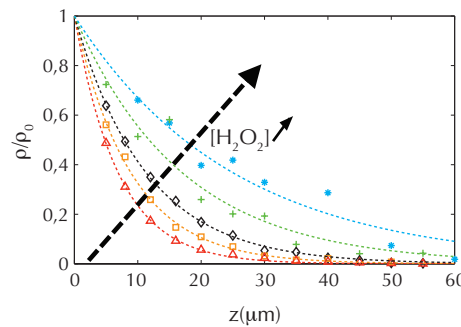
Pour conclure, nous avons montré que des particules micrométriques peuvent être mises en mouvement par des gradients de concentration de soluté. Ce phénomène, la *diffusiophorèse*, peut se manifester dans de nombreuses situations impliquant des gradients d'espèces chimiques : dans des mélanges, lors d'évaporation ou encore en biologie. La diffusiophorèse peut aussi être utilisée pour créer des micronageurs

## Expériences de sédimentation de microparticules

encadré 2

Partant de la constatation que l'air se raréfie lorsqu'on s'élève dans l'atmosphère, Jean Perrin a étudié la sédimentation de petites particules (des grains de résine de taille micrométrique) en suspension dans une solution [3]. À partir d'une solution où les grains sont uniformément répartis, il a observé qu'une répartition d'équilibre statistique des grains en mouvement est rapidement atteinte : les grains s'accumulent dans les couches inférieures et la richesse en grains décroît exponentiellement avec la hauteur. Il a aussi étudié l'influence de la température sur cette répartition et a ainsi montré que le nombre de particules de masse  $m$  à une altitude  $z$ ,  $N(z)$ , pouvait s'écrire en fonction de la température  $T$  :  $N(z) = N(0) \exp(-mgz/k_B T)$ , où  $k_B$  est la constante de Boltzmann et  $g$  l'accélération de la gravité. Il y a un équilibre entre la gravité qui tend à confiner les grains et l'énergie thermique  $k_B T$  qui tend à les disperser. Jean Perrin a obtenu en 1926 le prix Nobel de physique pour ses expériences sur l'équilibre de sédimentation de particules micrométriques.

Nous avons voulu étendre cette expérience de sédimentation au cas de microparticules Janus autopropulsées, système intrinsèquement hors équilibre. Nous avons pour cela utilisé les micronageurs Janus, dont le moteur du déplacement est la dismutation de l'eau oxygénée. Nous retrouvons des profils de décroissance exponentielle de la densité en fonction de l'altitude (fig. E3), mais la longueur de décroissance dépend de la concentration en carburant, ici  $\text{H}_2\text{O}_2$ . Pour chaque activité, il est possible de décrire le profil de densité par une décroissance exponentielle, en introduisant une température effective du système  $T_{\text{eff}}$  bien plus élevée que la température ambiante à laquelle est réalisée l'expérience.



**E3. Profils de densité normalisés en fonction de l'altitude pour des microparticules actives.** Ces profils ont été mesurés pour différentes concentrations en carburant (chaque couleur correspond à une concentration en  $\text{H}_2\text{O}_2$ ). (Figure d'après Palacci *et al.* [2]).

artificiels autopropulsés, systèmes intrinsèquement hors équilibre. En régime dilué, ces micronageurs peuvent être décrits par les lois de la physique statistique à l'équilibre, en introduisant une température effective. L'étude de solutions concentrées de tels micronageurs artificiels reste un défi, mais constitue un système modèle pour étudier les effets collectifs observés dans les systèmes biologiques. À plus haute densité, de récentes expériences ont ainsi montré l'existence d'une nouvelle phase active d'agrégats de micronageurs artificiels : ceux-ci s'agrègent, se déplacent, se séparent, ouvrant ainsi de nouvelles potentialités pour l'étude des phénomènes collectifs et l'exploration de la physique statistique sans balance détaillée. ■

Ont également participé aux travaux présentés dans cet article : Armand Ajdari, Benjamin Abécassis, Jérémie Palacci et Isaac Theurkauff.

### En savoir plus

- D.C. Prieve, "Salt and migrate", *News and Views, Nature Mater.* **7** (2008) 769.
- J. L. Anderson, "Colloid Transport by Interfacial Forces", *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **21** (1989) 61.
- A. Siria, P. Poncharal, A.L. Biance, R. Fulcrand, X. Blase, S. Purcell, L. Bocquet, "Giant osmotic energy conversion measured in a single transmembrane boron-nitride nanotube", *Nature*, **494** (2013) 455.
- 1• B. Abécassis, C. Cottin-Bizonne, C. Ybert, A. Ajdari, L. Bocquet, "Boosting migration of large particles by solute contrasts", *Nature Mater.*, **7** (2008) 785.
- 2• J. Palacci, C. Cottin-Bizonne, C. Ybert, L. Bocquet, "Sedimentation and effective temperature of active colloidal suspensions", *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 088304.
- 3• « Notice sur les travaux scientifiques de M. Jean Perrin », Imprimerie et librairie Édouard Privat, Toulouse (1923).
- 4• I. Theurkauff, C. Cottin-Bizonne, J. Palacci, C. Ybert et L. Bocquet, "Dynamic clustering in active colloidal suspensions with chemical signaling", *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 268303.