

# Les gouttes marcheuses

## Une forme de dualité onde-particule à échelle macroscopique ?

Y. Couder<sup>\*1</sup> (couder@lps.ens.fr), A. Boudaoud<sup>2</sup>, S. Protière<sup>1</sup> et E. Fort<sup>3</sup>

1. Matières et Systèmes Complexes – UMR 7057 CNRS – Université Paris 7 Denis Diderot

2. Laboratoire de Physique Statistique – UMR 8550 du CNRS/ENS/Universités Paris 6 et 7

3. Matériaux et Phénomènes Quantiques – UMR 7057 CNRS – Université Paris 7 Denis Diderot

\* Lauréat du prix Gentner-Kastler 2006 (conjoint DPG-SFP)

Une goutte rebondissant sur la surface d'un liquide oscillant peut se coupler à l'onde de surface qu'elle émet et devenir propagative. Le «marcheur» résultant est un objet macroscopique cohérent associant la particule et l'onde. Les interactions de ces marcheurs entre eux et celles qu'ils ont avec leur environnement sont surprenantes, car médiées par leurs ondes.

Les objets massifs et les ondes ont été longtemps les éléments constitutifs de la physique classique. La dualité onde-particule qui caractérise à échelle microscopique le comportement des objets fondamentaux de la physique n'est apparue qu'avec la mécanique quantique. Cette dualité est pour l'instant sans équivalent à échelle macroscopique, où masses et ondes restent des objets bien distincts. Il reste toutefois toujours possible, en physique classique, de coupler une particule matérielle et une onde. Nous avons introduit récemment un nouveau système de ce type qui montre des propriétés surprenantes. En particulier, certains des comportements observés de ce système sont comparables à ceux qui, en mécanique quantique, sont attribués à la dualité onde-particule. Qu'en dépit de grandes différences une telle comparaison soit possible est en soi une surprise ; en effet, on pense habituellement qu'aucun comportement macroscopique ne peut être comparé à la dualité quantique [1].

Notre outil de travail est une goutte qui, en rebondissant sur un bain constitué du même liquide, devient dynamiquement associée à l'onde de surface qu'elle émet lors de ses rebonds. Avant de présenter ses propriétés, nous allons d'abord décrire les conditions d'existence de ce nouveau système.

Normalement, une goutte liquide déposée à la surface d'un bain du même fluide disparaît très rapidement (en quelques dixièmes de seconde). Dans un premier temps [2], nous avons démontré que cette coalescence peut être inhibée lorsque le bain vibre verticalement. Pour cela, il faut que l'accélération due à l'oscillation soit supérieure à  $g$ , l'accélération de la pesanteur. Dans ces conditions, la goutte sautille sur la surface et ce mouvement permet à chaque oscillation le renouvellement du film d'air qui la sépare du substrat. Ainsi, avec un forçage à une fréquence  $f$  de quelques dizaines de hertz, une goutte d'huile de silicone de taille millimétrique peut être maintenue pendant un temps illimité dans une sorte de « lévitation

oscillante » sur la surface liquide. À chacun de ses chocs successifs avec la surface, la goutte rebondissant périodiquement génère une onde de surface à la manière d'un caillou jeté dans l'eau. Cette onde est en général fortement atténuée.

Lorsque le forçage est augmenté, on observe que l'amplitude et l'extension spatiale des ondes émises croissent fortement. Corrélativement, on observe une transition remarquable [3, 4] par laquelle la goutte se met spontanément en mouvement horizontal à une vitesse  $V_w$  sur la surface du fluide. Dans la suite, nous appellerons « marcheur » l'ensemble formé par la goutte et son onde de surface associée. La figure 1 montre des photographies d'un tel « marcheur » vu de côté et de dessus.

Le déplacement spontané est dû à l'interaction de la goutte avec les ondes de surface. Pour le comprendre, il faut se souvenir que la surface d'un bain liquide soumis à une oscillation verticale est potentiellement instable. Pour de grandes amplitudes d'oscillation, la surface liquide se couvre spontanément d'ondes stationnaires de fréquence sous-harmonique  $f/2$ , c'est-à-dire de période double de celle du forçage. Cette instabilité [5, 6], découverte par Faraday en 1831 (voir encadré p. 24), apparaît lorsque l'amplitude  $\gamma_m$  de l'accélération du forçage oscillant dépasse une valeur seuil  $\gamma_m^F$  (dans nos conditions expérimentales,  $\gamma_m^F \sim 4,5 g$ ). Lorsque l'on augmente l'amplitude du forçage jusqu'à se rapprocher de ce seuil  $\gamma_m^F$ , mais sans le dépasser, une goutte rebondissante acquiert un mouvement vertical également sous-harmonique : il ne se produit de collision avec la surface qu'une fois toutes les deux périodes de forçage. Par cette synchronisation avec la fréquence de Faraday  $f/2$ , la goutte devient un générateur efficace d'ondes qui ne sont que faiblement amorties, grâce à la proximité du seuil de l'instabilité de Faraday  $\gamma_m^F$ . Le rebond de la goutte sur une surface perturbée par ces ondes crée une autre instabilité qui met la goutte en mouvement. Le système atteint un régime dynamiquement stable dans lequel, à chaque

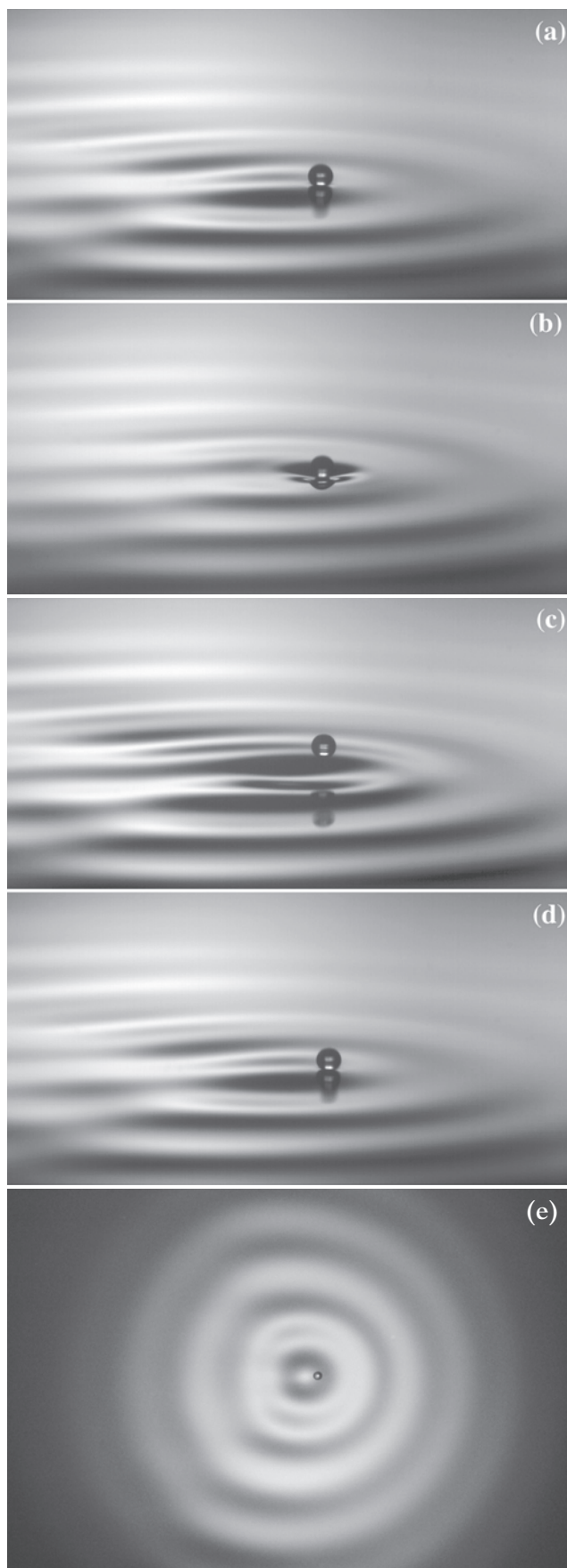


Figure 1 : (a-d) Quatre photographies successives d'un marcheur vu de côté. (e) Un marcheur vu de dessus. Les photographies a, d et e sont prises au moment où la goutte touche la surface. On voit qu'à chaque fois qu'elle touche le substrat, c'est sur la surface inclinée de la protubérance centrale de l'onde créée par les chocs précédents. (Diamètre de la goutte :  $\approx 0,75$  mm)

choc, la goutte tombe sur l'avant de la protubérance centrale de l'onde créée par ses collisions précédentes (fig. 1). En plus de l'impulsion verticale habituelle, ce choc sur une surface localement inclinée donne à la goutte une impulsion horizontale qui sera répétée à l'identique lors du choc suivant. La vitesse  $V_w$  d'un marcheur est bien déterminée et dépend de la distance au seuil de la mise en mouvement. Elle peut atteindre une vitesse de l'ordre du dixième de la vitesse de phase  $V_\phi$  des ondes de surface générées par la goutte à la fréquence de Faraday ( $V_w = 20$  mm/s et  $V_\phi = 189$  mm/s pour une fréquence  $f/2 = 40$  Hz).

Le « marcheur » constitué par la goutte et son onde associée est un objet cohérent dont la dynamique n'existe que par l'association de l'onde et de la particule massive. Ainsi, si la goutte coalesce avec le bain, l'onde s'évanouit. À l'inverse, si les ondes sont amorties (par exemple dans des régions où le fluide a une faible épaisseur) la goutte s'arrête. Dans les expériences qui suivent, nous explorons les propriétés données à ces marcheurs par la non-localité de leurs ondes. Nous décrirons successivement la « réflexion » d'un marcheur sur une paroi, l'interaction entre plusieurs marcheurs et finalement des phénomènes analogues à la diffraction et à l'interférence pour des marcheurs uniques passant à travers des fentes.

## La réflexion sur une paroi

On observe que les marcheurs sont réfléchis par les bords de la cellule comme le seraient des boules de billard. Cependant, le point anguleux d'une telle trajectoire est légèrement arrondi de sorte que la goutte n'approche pas de la paroi à plus d'une distance de l'ordre de la longueur d'onde de Faraday. En fait, les ondes réfléchies par la paroi infléchissent graduellement la trajectoire de la goutte. Plus généralement, on observe le même type de réflexion sur toutes les limites de régions où les ondes ne peuvent se propager. On peut ainsi obtenir des bords virtuels en réduisant l'épaisseur de fluide dans une partie de la cellule. Dans une telle région d'épaisseur réduite, le seuil de l'instabilité de Faraday est augmenté et les ondes fortement amorties. Les marcheurs ne peuvent donc s'y propager et l'on observe qu'ils sont réfléchis à proximité des bords de ces zones.

Pour comprendre ces observations il faut revenir au détail du mouvement de la gouttelette. Après chacun de ses petits sauts paraboliques, celle-ci percute la surface du liquide et rebondit sur elle. C'est la pente locale de la surface à l'endroit du choc qui va déterminer la direction du saut suivant. Loin de toute paroi, le mouvement d'une goutte isolée correspond à un régime stationnaire où chaque choc est identique au précédent, avec une superposition toujours renouvelée des ondes résultant des chocs précédents.

À proximité d'une paroi, la pente sur laquelle rebondit la goutte résulte maintenant de la superposition au point d'impact des ondes qu'elle a récemment émises avec des ondes émises antérieurement et qui se sont réfléchies sur la paroi. La direction de chaque rebond sera déterminée par l'état de l'interférence des ondes à l'endroit du rebond. La trajectoire de la goutte résultera de la succession itérative de ces rebonds successifs. On voit ici la première démonstration d'un effet qu'on peut qualifier d'« écholocation » des marcheurs. Les ondes se propageant à plus grande vitesse que le marcheur lui-même, reviennent vers le marcheur et « l'informent » sur la géométrie des obstacles qui sont sur son chemin. Ici, le marcheur évite à distance la paroi qui est devant lui à la manière d'un dauphin ou d'une chauve-souris, bien qu'il soit dépourvu de système d'analyse.

## Interaction de deux marcheurs

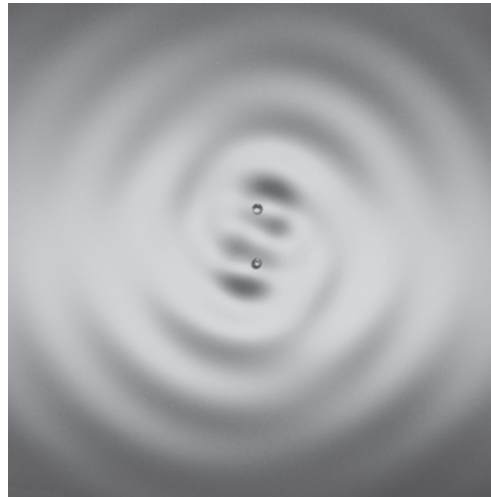


Figure 2 : Deux marcheurs en orbite. La photographie est prise au moment exact où les deux gouttes touchent la surface. Diamètre des gouttes : 0,7 mm, diamètre de l'orbite : 3,7 mm.

Lorsque plusieurs marcheurs sont présents à la surface, on observe qu'ils ont également une interaction à distance [3, 4]. En effet, la trajectoire de chacune des gouttelettes est directement affectée par les interférences de toutes les ondes présentes à la surface. Il faut se souvenir que ces ondes sont de même fréquence et qu'elles sont temporellement synchronisées par le forçage. Pour comprendre cette interaction non locale, nous avons organisé des « collisions » à distance de deux marcheurs identiques. On fait en sorte que ceux-ci aient des trajectoires initiales parallèles et de sens contraire. Le paramètre d'impact  $d$  est la distance qui sépare leurs trajectoires rectilignes initiales.

On observe que, selon la valeur de cette distance  $d$ , l'interaction est soit répulsive, soit attractive. Lors des collisions répulsives, les gouttes suivent des trajectoires approximativement hyperboliques. Les collisions attractives conduisent le plus souvent à une capture mutuelle des deux marcheurs qui prennent alors un mouvement orbital de type « étoile double » (fig. 2).

Les orbites possibles ont des diamètres  $d_n^{orb}$  quantifiés par la longueur d'onde de Faraday par la relation  $d_n^{orb} = (n - \epsilon_0)\lambda_F$  où  $n$  est un entier :  $n = 1, 2, 3, \dots$  et le décalage  $\epsilon_0 = 0,2$  est constant. Comme les gouttes des marcheurs oscillent à la fréquence moitié de la fréquence de forçage, elles peuvent être dans deux états distincts selon leur phase par rapport au forçage. Deux gouttes en orbite peuvent donc aussi osciller en opposition de phase ; les orbites ont alors des diamètres diminués de  $\lambda_F/2$ . Dans toutes les situations d'interaction entre deux gouttes, la pente sur laquelle rebondit chacune d'entre elles résulte de la superposition au point d'impact des ondes qu'elle a elle-même émises, avec les ondes émises par l'autre qui agissent comme une perturbation. Les orbites sont permises par une force effective attractive. Le décalage  $\epsilon_0$  correspond à des distances telles qu'à chaque collision avec la surface, chaque goutte tombe sur le bord « interne » de l'onde circulaire émise par l'autre (fig. 2). Ces collisions donnent à chaque goutte une impulsion dirigée vers l'autre. Ces impulsions répétées sont suffisantes pour donner l'accélération centripète nécessaire au mouvement orbital. La vitesse de chaque goutte sur son orbite est essentiellement déterminée par son interaction avec sa propre onde. Son mouvement orbital est dû à l'interaction avec l'autre marcheur. Avec un plus grand nombre de marcheurs le mouvement devient généralement chaotique, avec toutefois quelques orbites complexes stables.

## Diffraction et interférences de marcheurs uniques

Les expériences précédentes ont démontré qu'un marcheur est l'association d'un objet localisé ayant une inertie réelle (masse de la goutte) et d'une onde médiatrice de l'interaction avec le monde extérieur (parois, obstacles, autres marcheurs). On peut chercher maintenant à mieux comprendre le double aspect de particule et d'onde qui caractérise le marcheur. On peut en particulier se demander ce que devient la trajectoire de la gouttelette quand l'onde associée est diffractée [7]. Comme expliqué ci-dessus, une bande collée sur le fond pour réduire l'épaisseur de la cellule le long d'une diagonale de celle-ci va former un mur opaque pour les marcheurs et donc diviser la cellule en deux (fig. 3). Une ouverture de largeur  $L$  est alors ménagée au centre de cette bande afin de permettre le passage des marcheurs, leur onde associée étant diaphragmée transversalement.

La figure 4 montre des images successives d'un marcheur arrivant sur la fente avec une incidence normale. On observe que les marcheurs

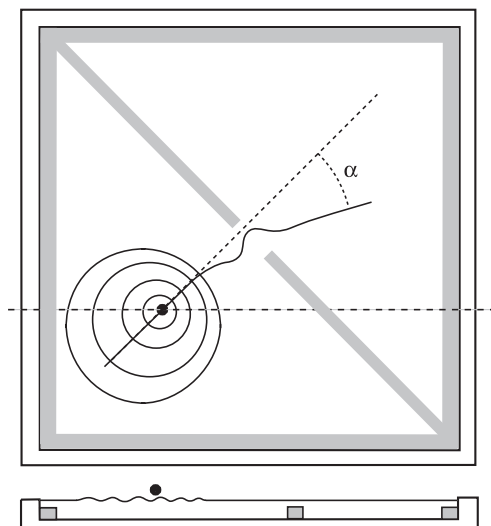


Figure 3 : Le dispositif expérimental pour étudier la diffraction des marcheurs. Le schéma d'une trajectoire montre la déviation mesurée. Le paramètre d'impact  $Y$  est la position du croisement de l'extrapolation de la trajectoire initiale (pointillés) avec le plan de la fente ( $Y = 0$  au centre de la fente et  $Y = \pm L/2$  aux bords).



sont déviés. Il serait naturel de penser que cette déviation est déterministe et qu'elle dépend de la position  $Y$  où la goutte traverse la fente. Pour cette raison, nous avons mesuré l'angle de déviation  $\alpha$  loin de la fente en fonction de ce paramètre  $Y$ . La déviation  $\alpha$  semble aléatoire ; le même marcheur, traversant la fente au même endroit, peut être finalement dévié soit à gauche, soit à droite (fig. 5a). Si l'on répète l'expérience en faisant traverser de nombreuses fois la fente par le même marcheur, on observe certaines déviations plus fréquemment que d'autres. Pour rendre cette observation quantitative, on trace l'histogramme des déviations  $\alpha$  (fig. 5b) pour une répartition approximativement uniforme de valeurs du paramètre d'impact. La plupart des marcheurs sont répartis dans un lobe central de largeur angulaire  $\lambda_F/L$ , entouré de pics secondaires. L'allure générale de l'histogramme est comparable à la figure de diffraction de l'amplitude obtenue pour une onde plane de longueur d'onde  $\lambda_F$  traversant une fente de largeur  $L$  (fig. 5b).

On peut également réaliser l'équivalent de l'expérience des trous d'Young en aménageant deux fentes dans la paroi. L'histogramme des déviations observées correspond à la figure d'interférence d'une onde plane de longueur d'onde  $\lambda_F$  traversant deux fentes de largeur  $L$  séparées d'une distance  $h$ . Remarquons que, pour chaque réalisation individuelle, la fente à travers laquelle est passée la gouttelette est parfaitement définie. Par contre, l'onde du marcheur traverse effectivement les deux fentes. C'est l'effet de ses interférences qui guide la particule.

C'est par l'accumulation d'événements avec un marcheur unique que nous obtenons ces figures de diffraction et d'interférences. On trouve donc un comportement comparable à celui qui caractérise la diffraction et les interférences de particules élémentaires. Rappelons que, parmi les expériences qui font partie des paradoxes fondateurs de la mécanique quantique, figurent les expériences d'interférences à faible flux de particules. La première [8], due à G.I. Taylor en 1909, a permis de démontrer qu'avec un temps

de pose suffisamment long on obtenait une figure d'interférence derrière des trous d'Young. Cette figure résultait d'un comportement statistique des photons, même dans la situation où il n'y avait en général qu'un seul photon à la fois dans le système. Le même résultat a ensuite été obtenu pour les électrons [9]. On peut trouver dans les cours de R. Feynman [1] une discussion complète de cet effet et de son interprétation quantique où l'onde de probabilité de présence de chaque particule passe simultanément par les deux fentes.

Il est intéressant de relever quelques différences et points communs entre notre situation expérimentale et celles où apparaissent les phénomènes de dualité onde-particule quantique.

- La plus évidente est qu'en raison de son échelle macroscopique, la constante de Planck n'apparaît pas dans notre système.
- Par ailleurs, nous avons ici un système fortement dissipatif entretenu alors que la situation quantique est non dissipative.
- L'onde est émise par la particule et elle se propage à une vitesse finie sur un milieu matériel.
- Deux autres différences concernent les mesures. Les mesures faites sur les marcheurs ne perturbent pas le comportement de ces derniers. Ainsi, à chaque instant on peut observer où se trouve la gouttelette dans nos expériences d'interférences et suivre par quelle fente la particule passe (on peut toutefois noter que cette mesure ne serait peut-être pas possible sans perturbation, si on ne disposait que de détecteurs d'ondes de surface).
- Enfin, la distribution de probabilité observée est liée à l'amplitude de l'onde et non à son intensité.

En gardant en mémoire ces différences, on peut maintenant parler des similarités.

- Nous avons d'abord montré que les interactions dues aux ondes imposent des diamètres quantifiés aux orbites stationnaires.
- Les expériences de diffraction et d'interférences montrent que la quantité de mouvement transverse du marcheur devient mal définie

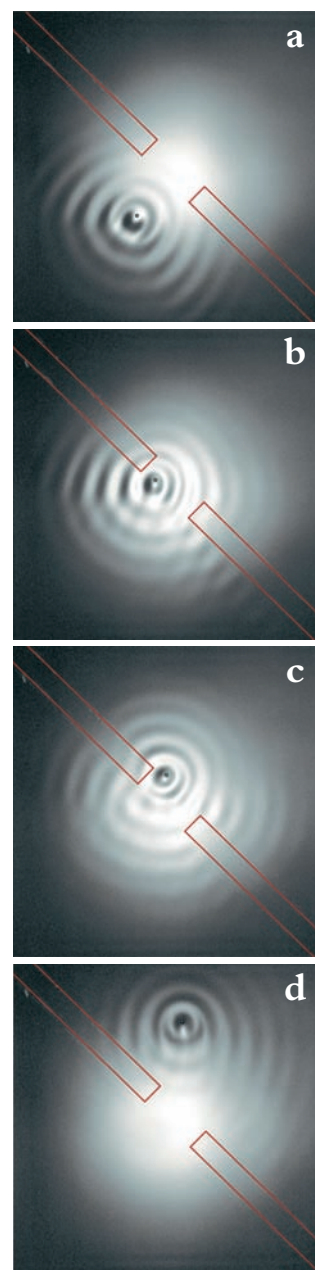
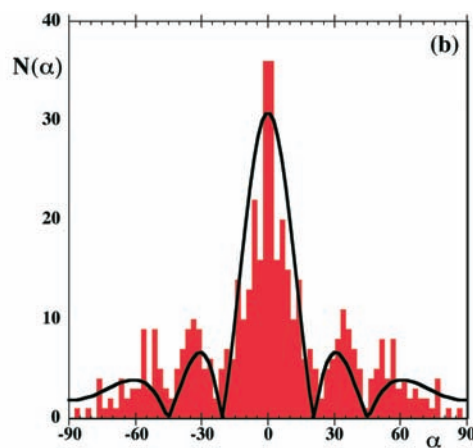
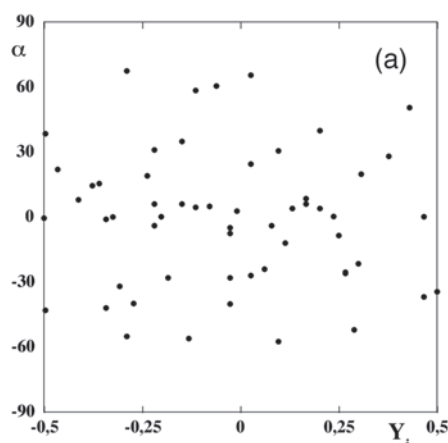


Figure 4 : Quatre photographies successives de (a) à (d) de la traversée d'une fente par un marcheur.

Figure 5 : (a) Les valeurs mesurées de déviations individuelles  $\alpha$  en fonction du paramètre d'impact  $Y$ . La longueur d'onde de Faraday est ici  $\lambda_F = 4,75$  mm et la largeur de la fente  $L = 14,7$  mm. (b) L'histogramme des déviations mesurées obtenu avec  $N_T = 125$  passages successifs de marcheurs individuels à travers une fente dans les mêmes conditions qu'en (a). Le système ayant une symétrie par rapport à l'axe de la fente, la statistique est améliorée en rajoutant pour chaque trajectoire sa symétrique. On remarquera que la forme de l'histogramme correspond assez bien à l'amplitude de diffraction d'une onde plane de même longueur d'onde traversant cette fente (rapport d'ouverture  $L/\lambda_F = 3,1$ ).

## Références

- [1] R.P. Feynman, R.B. Leighton & M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics* (Addison Wesley, New York), vol 3 ch. 37, (1963). Traduction française : *Cours de physique de Feynman*, Vol. 3, Dunod.
- [2] "From bouncing to floating: non-coalescence of drops on a fluid bath", Y. Couder, E. Fort, C.-H. Gautier, A. Boudaoud. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 177801 (2005).
- [3] "Walking and orbiting droplets", Y. Couder, S. Protière, E. Fort et A. Boudaoud, *Nature* **437**, 208 (2005).
- [4] "A particle-wave association on a fluid interface", S. Protière, Y Couder et A. Boudaoud, *J. Fluid Mech.* **554**, 85-108 (2006).
- [5] "On a peculiar class of acoustical figures and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces", M. Faraday, *Philos. Trans. Roy. Soc. (London)*, **52**, 299-318 (1831).
- [6] "Experimental study of the Faraday instability", S. Douady, *J. Fluid Mech.* **221**, 383-409 (1990).
- [7] "Single-particle diffraction and interference at a macroscopic scale", Y. Couder et E. Fort, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 154101 (2006).
- [8] "Interference fringes with feeble light", G.I. Taylor, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **15**, 114-115 (1909).
- [9] "On the statistical aspect of electron interference phenomena", P.G. Merli, G.F. Missiroli et G. Pozzi, *Am. J. Phys.* **44**, 306-307 (1976).
- [10] "On the forms and states assumed by fluids in contact with vibrating elastic surfaces", M. Faraday, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **121**, 319-340 (1831).

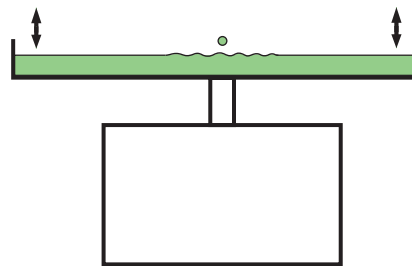
lorsque l'on limite l'extension transverse de son onde. Le principe d'incertitude, qui est intrinsèquement lié à la transformée de Fourier de l'onde, est ici transformé en une incertitude sur le mouvement de la gouttelette qui est source de cette onde.

- Enfin, l'ensemble des phénomènes décrits est lié à une forme de non-localité due au fait que la particule se déplace dans un milieu

affecté par des ondes qu'elle a émises dans le passé.

La manipulation des marcheurs étant relativement aisée, la voie est maintenant ouverte pour d'autres expériences qui vont permettre d'approfondir l'étude de leur interaction avec leur environnement, aussi bien que celle de leurs comportements collectifs. ■

## Les conditions expérimentales et l'instabilité de Faraday



Dans notre expérience, une petite cellule contenant un liquide est soumise à une accélération sinusoïdale  $\gamma = \gamma_m \cos \omega_0 t$ . Le liquide est une huile de silicone 20 fois plus visqueuse que l'eau, la fréquence de forçage est 80 Hz et son amplitude est comprise entre  $\gamma_m = g$  et  $\gamma_m = 5g$ . On y observe le rebondissement de gouttes dont le diamètre est millimétrique ( $0,5 < D < 1,5$  mm). Pour des amplitudes d'accélération  $\gamma_m > g$ , on observe l'inhibition de la coalescence des gouttelettes avec la surface. Au-delà d'un seuil  $\gamma_m^F = 4,5g$  on observe l'instabilité de Faraday [10] et la surface du liquide se couvre d'un réseau d'ondes de surface.

C'est en effet depuis un travail de Faraday [10], en 1831, qu'on sait que la surface d'un liquide est instable lorsque le fluide est soumis à une oscillation verticale d'amplitude suffisante. Dans le cas général, on voit apparaître une figure d'ondes stationnaires qui oscillent à une fréquence moitié de la fréquence de forçage. C'est ce qu'on appelle un forçage paramétrique, puisqu'ici est modulée la gravité effective à laquelle le liquide est soumis.

Le graphe ci-dessous montre l'oscillation  $z(t)$  de la position verticale de la cellule, ainsi que son accélération  $\gamma(t) = \gamma_m \cos 2\pi t/T$  (où  $T$  est la période du forçage). Les petits schémas grisés montrent l'aspect physique de la surface fluide à différents instants. Aux temps  $t = T/2, 3T/2, 5T/2, \dots$  l'accélération du substrat est de même signe que la gravité, mais supérieure à celle-ci. À ces instants, des régions du liquide « restent en arrière » et des crêtes périodiques se forment spontanément. Aux temps  $T/2$  et  $3T/2$ , maxima et minima sont intervertis. À l'inverse, aux temps  $0, T, 2T, \dots$  la gravité et l'accélération du substrat sont de sens contraires et s'ajoutent, pour écraser la surface qui se trouve donc aplatie. La déformation de l'interface est donc temporellement périodique, et sa période  $2T$  est double de la période de forçage.

Le mouvement vertical des gouttes est aussi lié à l'accélération  $\gamma(t)$  du substrat. Il est assez proche de celui qu'aurait une bille inélastique sur un substrat solide oscillant verticalement. On observe que la goutte décolle à chaque oscillation, dès que l'accélération du substrat vers le bas devient plus grande que  $g$ . Pour des valeurs de  $\gamma_m$  légèrement supérieures à  $g$ , la goutte a donc un mouvement de période  $T$ . Entre chaque choc avec la surface, ce mouvement comporte un bref vol libre. Lorsqu'on augmente le forçage, ce vol libre prend une amplitude plus grande et le mouvement devient instable par doublement de période. À proximité du seuil de Faraday  $\gamma_m < \gamma_m^F$ , les gouttes ont un vol libre d'amplitude telle qu'elles n'ont plus de contact avec la surface que lors d'une oscillation sur deux de celle-ci. Leur mouvement a donc maintenant la même période  $2T$  que les ondes de Faraday. Comme ceci se produit juste en dessous du seuil de formation spontanée de celles-ci, les gouttes deviennent des émetteurs localisés d'ondes de Faraday peu amorties. C'est dans ces conditions qu'elles deviennent des « marcheurs ».

