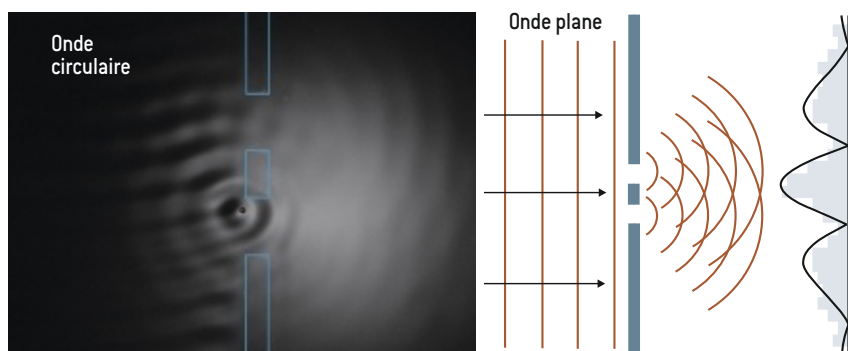


son passage par l'une des deux fentes. Toutefois, une telle mesure détruit la figure d'interférence. Ainsi, selon la mesure qu'on choisit de faire, on peut déterminer par quelle fente la particule est passée, auquel cas les interférences disparaissent, ou l'ignorer et observer, par accumulation, la figure d'interférence. C'est l'un des paradoxes centraux de la mécanique quantique. Richard Feynman, dans son cours de physique quantique, écrit à propos de ces expériences d'interférence à faible flux : « Dans ce chapitre, nous traiterons immédiatement de l'élément de base du comportement mystérieux sous sa forme la plus étrange. Nous choisissons d'examiner un phénomène qu'il est impossible, absolument impossible, d'expliquer de manière classique et qui est au cœur de la mécanique quantique. Il contient en fait le seul mystère. »

Cette situation nous a fortement incités à tenter une expérience similaire avec des marcheurs, en les faisant passer un par un à travers une paroi percée d'une ou deux ouvertures faisant office de fentes (voir les figures 3 et 4). On observe que la trajectoire d'un marcheur qui passe par une paroi à une fente est déviée. On pourrait penser qu'il existe une corrélation entre l'angle de déviation après passage par la fente et le paramètre d'impact (l'endroit précis du passage) dans la fente.

Les mesures montrent en fait que cette déviation est aléatoire. Le même marcheur, en traversant la fente au même endroit, peut être dévié soit à gauche, soit à droite. Lorsqu'on répète l'expérience de nombreuses fois, on obtient le comportement statistique, traduit par l'histogramme des déviations pour des valeurs du paramètre d'impact réparties à peu près uniformément (voir la figure 3g). La plupart des marcheurs sont répartis dans un lobe central de largeur angulaire λ_F/L , entouré de pics secondaires (λ_F étant la longueur d'onde des ondes de Faraday et L la largeur de la fente). L'histogramme obtenu correspond fidèlement à la figure de diffraction d'une onde plane de longueur d'onde λ_F traversant une fente de largeur L .

On peut aussi réaliser l'équivalent de l'expérience des fentes de Young avec une paroi munie de deux ouvertures (voir la figure 4). L'histogramme des déviations observées correspond maintenant à la figure d'interférence d'une onde plane de longueur d'onde λ_F traversant deux fentes de largeur L séparées d'une distance d . Ce résultat ressemble étonnamment au résultat quanti-



4. L'EXPÉRIENCE DES FENTES DE YOUNG, classique avec la lumière, peut aussi être effectuée avec des marcheurs. Le cliché montre ainsi un marcheur qui s'approche des deux fentes. On peut noter que sa trajectoire a déjà été déviée par les ondes réfléchies sur les obstacles. On voit aussi que les ondes de la surface du liquide traversent les deux fentes. Comme pour le passage à travers une seule ouverture, la distribution statistique des déviations de la goutte (en gris sur le schéma) est la même que la figure d'interférence (courbe noire) créée par une onde incidente plane. On remarque que l'onde (plane) qui reproduit la distribution statistique est entièrement différente de celle (à peu près circulaire) qui accompagne la goutte dans une trajectoire particulière.

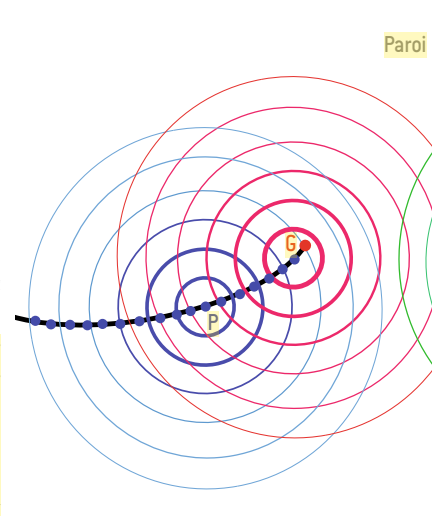
que. Remarquons toutefois qu'ici, pour chaque réalisation individuelle, la fente par laquelle est passée la goutte est connue et, évidemment, unique. Néanmoins, l'onde associée à la goutte traverse les deux fentes. C'est par cet intermédiaire que la trajectoire de la goutte qui traverse une fente est sensible à la présence de l'autre fente.

Les gouttes ont une bonne mémoire

Dans les expériences précédentes, les trajectoires individuelles à proximité des fentes sont complexes et résultent de l'interaction, *via* les ondes, du marcheur avec son environnement.

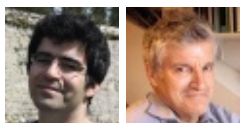
De façon générale, le champ d'onde présent à la surface du liquide est toujours complexe parce que les ondes créées à chaque collision de la goutte avec la surface ne s'atténuent que très lentement. On peut comprendre cet effet en considérant d'abord un marcheur libre situé loin de toute paroi. Un tel marcheur a une trajectoire rectiligne. Son champ d'onde présente une structure d'interférence complexe, qui résulte de la superposition de toutes les ondes de Faraday ayant été engendrées lors des rebonds successifs de la goutte (voir la figure 5). Les simulations numériques ont permis de reproduire cet effet avec précision.

Le point crucial est que ce champ d'onde dépend de la trajectoire passée de la goutte. Cette caractéristique, que nous dénomons « mémoire de chemin », est à l'origine de la spécificité de la dynamique du marcheur. De plus, il est possible de



5. LA « MÉMOIRE DE CHEMIN » est responsable de la complexité du champ d'onde. À un instant donné, où la goutte se trouve en G, la déformation de la surface du liquide résulte de la superposition des ondes circulaires stationnaires engendrées en tous les points que la goutte a récemment visités (points bleus). On n'a représenté ici que l'onde créée lors du choc le plus récent (en rouge) et une des ondes antérieures (celle qui avait été produite en P, en bleu). La « profondeur » de la mémoire, le nombre de sources anciennes qui contribuent au guidage de la goutte, croît quand on se rapproche du seuil de l'instabilité de Faraday et que l'atténuation des ondes diminue. Enfin, à proximité d'une paroi s'ajoutent des ondes réfléchies (en vert).

LES AUTEURS



Emmanuel FORT est maître de conférences à l'Université Paris-Diderot et travaille à l'Institut Langevin de l'ESPCI ParisTech.

Yves COUDER est professeur émérite à l'Université Paris-Diderot et y poursuit ses recherches au Laboratoire Matière et systèmes complexes.

changer expérimentalement la profondeur temporelle de cette mémoire. En effet, celle-ci dépend directement de l'écart au seuil de l'instabilité de Faraday. Ainsi, en augmentant la vibration du bain, on obtient des champs d'onde plus complexes résultant d'un nombre croissant d'ondes produites par les chocs passés de la goutte.

Tant que le marcheur est libre de toute contrainte, la trajectoire de la goutte reste rectiligne. La situation se complique en présence d'obstacles. Dans ce cas, les ondes reviennent vers le marcheur et influent sur son mouvement. Un peu comme des chauves-souris ou des dauphins qui analysent les échos ultrasonores, le marcheur réagit aux obstacles par une interaction à distance. À proximité d'un obstacle, la pente locale sur laquelle rebondit la goutte résulte de la superposition, au point d'impact, des ondes issues directement des chocs précédents et des ondes émises antérieurement et qui se sont réfléchies sur les parois. L'impulsion reçue à chaque rebond est alors déterminée par la superposition de l'ensemble de ces ondes, superposition qui intègre

de façon ondulatoire une information sur l'environnement de la goutte.

De plus, cette intégration est itérative. À chaque rebond, la trajectoire de la goutte est modifiée par la superposition, au niveau du point d'impact, de l'ensemble des ondes, réfléchies et directes, émises antérieurement. La déviation élémentaire qui en résulte modifie la position de l'impact suivant, ce qui contribue en retour à modifier le champ d'onde. En d'autres termes, la dynamique du marcheur est pilotée par la distribution spatiale des sources émettrices du passé.

Cette mémoire de chemin peut être considérée comme une forme originale de non-localité spatio-temporelle. Cette non-localité se mue en incertitude dans tous les cas où un confinement est imposé au marcheur. En effet, la dynamique fondée sur la mémoire de chemin conduit dans ce cas à des trajectoires chaotiques. C'est ce qu'on observe en particulier dans les expériences de diffraction. Le passage à travers la fente engendre des trajectoires individuelles complexes et imprévisibles qui sont à l'origine des distributions statistiques observées.

Les résultats précédents nous ont conduits à nous demander aussi quelle structure pouvait avoir le champ d'onde lorsque le mouvement du marcheur est circulaire et quel effet il aurait en retour sur la trajectoire de la goutte.

Expérimentalement, pour qu'une masse suive un mouvement circulaire, il faut lui appliquer une force constante perpendiculaire à sa vitesse. On peut penser à deux types de forces. L'une, la force de Lorentz, est la force magnétique exercée sur une charge en mouvement, l'autre la force de Coriolis qui s'exerce sur un mobile dans un système en rotation.

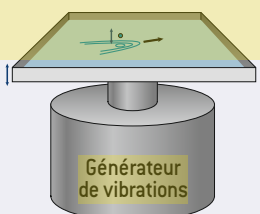
Les mouvements circulaires quantifiés

Nous avons étudié avec Antonin Eddi et Julien Moukhtar, en 2010, le second cas en faisant tourner la cellule expérimentale. Les lois de la physique classique indiquent que la gouttelette, animée d'une vitesse V , devrait avoir dans le repère tournant un mouvement circulaire de rayon $R = V/(2\Omega)$, où Ω est la vitesse angulaire de rotation. C'est bien ce que l'on observe pour un marcheur dont la mémoire de chemin est faible. Une mémoire faible s'obtient lorsque le forçage du système est loin du seuil de l'instabilité de Faraday. En se rapprochant

L'expérience et l'instabilité de Faraday

Dans les expériences décrites dans cet article, une cellule contenant un petit bain d'huile de silicone 20 fois plus visqueuse que l'eau est placée sur un générateur de vibrations (fonctionnant comme un gros haut-parleur). Le liquide est soumis à une accélération verticale comprise entre 0 et $6g$ (où g est l'accélération de la pesanteur) et de fréquence 80 hertz. Lorsque l'accélération dépasse $4,2g$, on observe que toute la surface se couvre d'un réseau d'ondes stationnaires. C'est l'instabilité de Faraday, où les ondes observées résultent d'un « forçage paramétrique » des ondes de surface. Cela signifie que la modulation excitatrice concerne un des paramètres du système, ici la gravité effective.

Une caractéristique du forçage paramétrique (que les enfants utilisent pour augmenter l'amplitude de l'oscillation des balançoires) est que la période du mouvement excité



est double de la période de forçage. À la surface du liquide, on obtient une onde de surface dont la longueur d'onde λ_F correspond à cette période.

Toutes les expériences sont réalisées avec des amplitudes de forçage inférieures au seuil de déclenchement de l'instabilité de Faraday. On dépose sur la surface oscillante des gouttes constituées du même liquide et dont le diamètre est de l'ordre de 0,7 millimètre. Pour des amplitudes de forçage supérieures à g , la goutte rebondit périodiquement sur la surface du liquide sans jamais fusionner avec celui-ci. Lorsque l'amplitude de ce forçage se rapproche de $4,2g$, on constate

deux phénomènes. L'amplitude des rebonds devient telle que la goutte ne touche la surface qu'une période sur deux. Elle a donc désormais la même période que les ondes de Faraday. La goutte devient ainsi un exciteur local efficace qui crée des ondes circulaires stationnaires autour du point d'impact. La goutte rebondit alors sur une protubérance de plus en plus importante.

Cette situation instable induit une mise en mouvement de la goutte. Le rebond devient asymétrique et la goutte s'autopropulse. Le temps de déclin des ondes excitées par les chocs précédents est un paramètre qui contrôle la distance au seuil de l'instabilité de Faraday : typiquement, lorsqu'on applique une accélération de $3,8g$, le champ d'onde résulte de la superposition des 10 derniers rebonds, alors que pour $4,16g$, le champ intègre la mémoire des 100 derniers chocs.