



HAL
open science

Recherches sur la capillarité

H. Ollivier

► **To cite this version:**

H. Ollivier. Recherches sur la capillarité. J. Phys. Theor. Appl., 1907, 6 (1), pp.757-782.
10.1051/jphystap:019070060075700 . jpa-00241254

HAL Id: jpa-00241254

<https://hal.science/jpa-00241254v1>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

RECHERCHES SUR LA CAPILLARITÉ;

Par M. H. OLLIVIER ⁽¹⁾.

Toutes les complications qu'on rencontre dans l'étude des gouttes disparaissent par l'emploi des petites gouttes. De plus, un certain nombre de phénomènes se prêtant à des mesures (formation de la goutte en deux temps sous l'influence d'un corps élastique; rejaillement simple et régulier) ne s'observent qu'avec les petites gouttes.

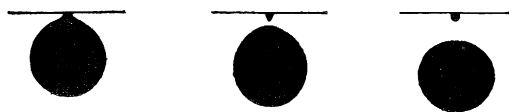


FIG. 1. — Dessins calqués représentant la chute d'une petite goutte.

I. Les gouttes d'eau de moins de 40 millimètres cubes qui s'échappent d'un orifice percé dans une paroi enduite de cire, puis enfumée, sont de volume constant. Quand elles se détachent, elles ne laissent à l'orifice qu'un petit mamelon de volume négligeable. Elles ne présentent pas, comme les grosses, de ligament visible ni de goutte satellite. Il n'y a plus à distinguer la goutte tombée et la goutte totale (*fig. 1*).

Leur forme est très sensiblement sphérique dès qu'elles sont détachées. Leur poids est donné par la loi de Tate corrigée de la pression hydrostatique (formule de Guglielmo) :

$$T = \frac{P}{2\pi r} \left(1 + \frac{r}{R}\right).$$

T, tension superficielle;

P, poids de la goutte;

R, son rayon moyen;

r, rayon de l'orifice.

Ce poids *diminue* quand la durée de formation descend au-dessous de 1 ou 2 secondes, résultat conforme aux prévisions théoriques.

(¹) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 17 mai 1907. Le mémoire détaillé a été publié, en février et mars 1907, dans les *Annales de Chimie et de Physique* (8^e série, t. X, p. 229 à 321). Quelques expériences plus récentes sont, en outre, indiquées dans cet article.

Au contraire, le poids des grosses gouttes varie en fonction de la vitesse d'écoulement d'une façon très compliquée et dont il est très difficile de rendre compte.

II. Influence de la compressibilité sur la formation des gouttes. — Lorsque le liquide envoyé à l'orifice d'écoulement peut, au lieu de grossir la goutte, comprimer jusqu'à un certain degré un corps élastique, le mode de formation de la goutte est profondément changé. L'expérience peut se faire avec divers orifices d'écoulement. Les petits orifices percés dans une paroi enduite de cire, puis enfumée, sont de beaucoup les meilleurs ⁽¹⁾.

L'appareil employé dans le cas de l'eau comprend : 1° un réservoir recevant de l'eau parfaitement filtrée et de niveau constant ; 2° un filtre ; 3° un robinet à pointeau, membrane et vis différentielle permettant un réglage très délicat ; 4° une petite chambre A en nickel épais, portant le petit orifice d'écoulement. Toutes les pièces sont rigides et la plus petite bulle d'air a été soigneusement expulsée.

Dans ces conditions, quand une petite goutte se détache, le pédoncule qui la rattache à l'orifice s'amincit et se coupe ⁽²⁾. La goutte tombe, mais elle laisse à l'orifice d'écoulement un ménisque très bombé (de poids d'ailleurs négligeable), qui grossit rapidement et qui devient la goutte suivante. Autrement dit, dès qu'une goutte tombe, la goutte suivante perle.

Au contraire, si la chambre A renferme une bulle d'air, ou si elle communique avec le robinet par un tube de caoutchouc, on constate qu'après la chute d'une goutte la suivante ne se montre pas tout de suite. Il faut attendre un temps θ_1 . Brusquement, la goutte perle ; en un temps inappréciable à l'œil, elle a presque atteint sa grosseur définitive ; elle grossit ensuite lentement pendant une seconde période θ_2 , puis elle tombe.

Ordre de grandeur du phénomène :

Avec des gouttes de 5 milligrammes environ (et un débit de 900 milligrammes à l'heure), une *bulle d'air de* $0^{\text{cm}^3},2$ produit une période d'attente $\theta_1 = 11^{\text{s}},5$; la période de grossissement lent est $\theta_2 = 8^{\text{s}},5$.

Plus le volume de la bulle d'air est grand, plus la période

⁽¹⁾ Il faut absolument éviter que la cire pénètre dans le trou.

⁽²⁾ Voir *fig. 1*.

d'attente θ_1 est longue et plus la goutte perle brusquement au bout de cette période d'attente.

Et même, si le volume de la bulle d'air dépasse une certaine valeur, le liquide sort avec tant de violence au bout du temps θ_1 qu'il s'échappe en un jet de faible durée.

EXPLICATION DU PHÉNOMÈNE. — La formation d'une goutte à un orifice non mouillé de rayon r débute par la formation d'un très petit mamelon, qui, d'abord plat, devient progressivement hémisphérique et de rayon r . Son volume est négligeable; mais, pendant sa formation, la pression capillaire augmente et atteint son maximum

$$\Phi = \frac{2T}{r}$$

avant que l'on puisse apercevoir la goutte.

Le robinet envoie de l'eau dans la chambre A (qui porte l'orifice); les corps élastiques qui y sont contenus se compriment jusqu'à ce que la pression devienne Φ ; c'est la période θ_1 . Dès que la pression dépasse Φ , le renflement grossit, son rayon de courbure augmente, la pression capillaire diminue très vite; les corps élastiques qui étaient comprimés dans A se détendent rapidement et la goutte perle en un temps très court; c'est la rupture d'un équilibre instable. La période θ_1 doit donc être proportionnelle au volume du corps élastique enfermé dans A. C'est bien ce que l'expérience montre.

Si la bulle d'air est enfermée dans un tube de verre communiquant avec A, on voit très bien dans ce tube l'augmentation progressive de la pression jusqu'au maximum Φ et la détente brusque de l'air qui fait jaillir le liquide de l'orifice.

La goutte, ayant grossi pendant le temps θ_2 jusqu'à avoir son rayon maximum R, se détache à la façon ordinaire. Mais le ménisque très bombé qu'elle laisse derrière elle à l'orifice d'écoulement s'aplatit aussitôt⁽¹⁾ jusqu'à avoir R pour rayon de courbure; la pression dans la chambre A est, au moment du détachement,

$$\varepsilon = \frac{2T}{R},$$

valeur petite.

Le robinet envoyant sans cesse (mais toujours très lentement) de

(1) En un temps beaucoup trop court pour pouvoir être apprécié.

l'eau, les phénomènes décrits ci-dessus se reproduisent dans le même ordre.

APPLICATIONS. — Au lieu d'employer, comme corps élastique, quelques dixièmes de centimètre cube d'air, on peut employer quelques litres (2 à 4) d'un liquide enfermé dans un récipient épais en communication avec A. On mesure la période d'attente θ_1 ; sans toucher au robinet, on détermine le volume d'air v qui donne la même valeur de θ , que le volume V du liquide employé. Ces volumes V et v subissent donc la même diminution de volume Δv pour la variation de pression employée. On a donc le rapport des compressibilités apparentes de l'air et du liquide. On en déduit bien simplement la compressibilité du liquide. *On n'a pas à mesurer la diminution du volume Δv , comme dans les méthodes employées jusqu'ici pour l'étude de la compressibilité. On mesure le volume beaucoup plus grand v .*

En plaçant successivement dans le même récipient plusieurs liquides, on a les différences de leurs compressibilités (¹).

En plaçant un liquide de compressibilité connue dans une enveloppe solide, on trouve ainsi le coefficient d'élasticité de cette enveloppe.

Cette méthode ne met en jeu que des variations de pression de quelques centimètres d'eau. Elle convient particulièrement à la mesure des coefficients d'élasticité des enveloppes minces et fragiles, et de celles qui présentent des déformations permanentes. Elle donne la valeur vraie du coefficient d'élasticité, c'est-à-dire la dérivée du volume par rapport à la pression. Sa sensibilité est réglable à volonté. On augmente la précision en prenant des orifices étroits et en serrant le robinet de façon à avoir pour θ_1 des valeurs de l'ordre de la minute.

Je pense que cette méthode donnerait de bons résultats pour l'étude du point critique de certains corps, la compressibilité isotherme étant infinie au point critique.

CAS DE L'AIR. — L'air est enfermé dans un tube horizontal communiquant avec la chambre A. Le volume de la bulle est v . La pression de l'air de la bulle est :

$$H = B + \varphi - f.$$

(¹) Les coefficients de compressibilité des solides peuvent être mesurés par le même procédé.

B , pression atmosphérique augmentée de la pression fixe résultant de la différence de niveau entre l'orifice d'écoulement et le tube à air ;

φ , pression capillaire développée à l'orifice d'écoulement ;

f , tension maxima de la vapeur d'eau (l'air de la bulle est saturé).

Soit v_0 le volume de la bulle mesuré au moment où la pression barométrique est H_0 . On a, puisque la température est constante,

$$v(B + \varphi - f) = v_0(H_0 - f).$$

Pendant le temps dt , la pression capillaire augmente de $d\varphi$. Le volume v diminue. La valeur de cette diminution est :

$$-dv = \frac{v_0(H_0 - f) d\varphi}{(B + \varphi - f)^2}.$$

D'autre part :

Soit h la différence de niveau entre l'eau du réservoir et l'orifice d'écoulement. Pendant le temps dt , le robinet envoie dans la chambre A un volume d'eau égal à $\rho(h - \varphi) dt$ (où ρ est une constante qui caractérise le degré d'ouverture du robinet). Ce volume est égal à dv .

$$\rho(h - \varphi) dt = \frac{v_0(H_0 - f) d\varphi}{(B + \varphi - f)^2}.$$

Dans toutes mes expériences, h restait très grand devant φ . L'erreur commise en remplaçant (dans cette dernière formule) φ par sa valeur moyenne était insignifiante.

Il est facile de trouver cette valeur moyenne et d'intégrer l'équation.

A l'origine du temps (moment du détachement d'une goutte), le ménisque a pour courbure R , rayon maximum d'une goutte. La pression φ a pour valeur :

$$\varepsilon = \frac{2T}{R}.$$

Au temps θ_1 , la pression φ atteint son maximum $\Phi = \frac{2T}{r}$, et la goutte perle.

La valeur moyenne de φ est $\frac{\Phi + \varepsilon}{2}$. D'où la formule :

$$(I) \quad \rho \left(h - \frac{\Phi + \varepsilon}{2} \right) \theta_1 = \frac{v_0(H_0 - f)(\Phi - \varepsilon)}{\left(B + \frac{\Phi + \varepsilon}{2} - f \right)^2},$$

Expériences sur les corps peu compressibles. — Je me suis servi pour ces expériences d'un gros piézomètre cylindrique en acier (capacité, 3 860 centimètres cubes ; épaisseur des parois, 15 millimètres) entièrement immergé dans une cuve d'eau. L'orifice du couvercle, tourné vers le haut, se raccordait avec l'une des branches d'un gros robinet à trois voies (*sans fuites*). La deuxième branche de ce robinet communiquait avec un tube horizontal à air, et la troisième avec la chambre A portant l'orifice d'écoulement.

Je suis arrivé à remplir le piézomètre d'eau ne renfermant plus que d'insignifiantes traces de gaz.

J'ai d'abord cherché le volume d'air équivalant au piézomètre plein d'eau. J'ai placé dans le tube à air 210 millimètres cubes d'air mesurés sous la pression $H_0 = 1\,018$ centimètres d'eau à la température de $18^{\circ},05$. Je tournais le robinet à trois voies de façon à mettre la chambre A alternativement en communication avec le piézomètre et avec le tube à air :

Valeurs de θ_1 {	pour le piézomètre.....	11 ^s ,6
	pour le tube à air.....	11 ^s ,3

J'ai ensuite introduit dans le piézomètre, au moyen d'un entonnoir capillaire, 2 litres de mercure, en opérant sous l'eau de façon à ne laisser entrer aucune bulle d'air ; 2 litres d'eau ayant été ainsi remplacés par 2 litres de mercure, j'ai mesuré θ_1 (le robinet à pointeau ayant été un peu plus serré) :

Valeurs de θ_1 {	pour le piézomètre.....	9 ^s ,2
	pour le tube à air.....	15 ^s ,0

Il est facile de déduire de ces chiffres la différence des coefficients de compressibilité de l'eau et du mercure et le coefficient d'élasticité du vase d'acier.

Soient :

E, la capacité du piézomètre ;

M, le volume du mercure ;

(E — M), le volume de l'eau ;

ξ , le coefficient d'élasticité du piézomètre ;

μ , le coefficient de compressibilité du mercure ;

η , le coefficient de compressibilité de l'eau.

Pendant le temps dt , la pression capillaire augmente de $d\varphi$.

L'augmentation de capacité du piézomètre est $E\xi d\varphi$;

La diminution de volume du mercure est $M\mu d\varphi$;
 La diminution de volume de l'eau est $(E - M) \eta d\varphi$.
 La somme de ces trois quantités est :

$$dv = [E(\xi + \eta) - M(\eta - \mu)] d\varphi.$$

D'autre part :

Pendant le temps dt , le robinet envoie dans la chambre A un volume d'eau égal à $\rho (h - \varphi) dt$. Ce volume est égal à dv :

$$\rho (h - \varphi) dt = [E(\xi + \eta) - M(\eta - \mu)] d\varphi.$$

Comme dans le cas de l'air, on peut, sans erreur appréciable, remplacer φ par sa valeur moyenne $\frac{\Phi + \varepsilon}{2}$. On a donc :

$$(II) \quad \rho \left(h - \frac{\Phi + \varepsilon}{2} \right) \theta_1 = [E(\xi + \eta) - M(\eta - \mu)] (\Phi - \varepsilon).$$

	Pressions	
	en centimètres d'eau.	en C. G. S.
h	424,8	$424,8 \times g$
Φ	18,5	$18,5 \times g$
ε	1,6	etc.
B	1 020	
H_0	1 018	
f	21	
v_0		$0\text{cm}^3,210$

Première mesure. — Piézomètre plein d'eau :

θ_1	11 ^s ,6
E	3 860 ^{cm} 3
M	0

La formule (II) donne :

$$(1) \quad 3860(\xi + \eta) = \rho \frac{424,8 - 10,05}{16,9} \times 11,6.$$

Deuxième mesure. — Tube à air : $\theta_1 = 11^s,3$; ρ n'a pas changé. La formule (I) donne :

$$(2) \quad \frac{(0,21)(1\ 018 - 21)(16,9)}{(1\ 020 + 10,05 - 21)^2} = \rho(424,8 - 10,05)g \times 11,3,$$

d'où

$$\xi + \eta = 5,57 \times 10^{-11} \text{ C. G. S.}$$

Troisième mesure. — Piézomètre (eau et mercure) :

θ_1	9 ^s ,2
E.	3 860 ^{cm3}
M	2 000 ^{cm3}

La formule (II) donne :

$$(3) \quad 3860(\xi + \eta) - 2000(\eta - \mu) = \rho' \frac{424,8 - 10,05}{16,9} \times 9,2.$$

Quatrième mesure. — Tube à air : $\theta_1 = 15^s$; ρ' est le même que dans la troisième mesure. La formule (I) donne :

$$(4) \quad \frac{(0,21)(1018 - 21)(16,9)}{(1020 + 10,05 - 21)^2} = \rho'(424,8 - 10,05)g \times 15.$$

En divisant membre à membre les équations (3) et (4), on élimine ρ' . On connaît $\xi + \eta$. On a la valeur de $\eta - \mu$:

$$\eta - \mu = 4,33 \times 10^{-11} \text{ C. G. S.}$$

Or $\mu = 0,39 \times 10^{-11}$ C. G. S. (d'après M. Amagat, *Annales de Chim. et de Phys.*, t. XXII, 1891).

Il en résulte les valeurs suivantes :

Coefficient de compressibilité C. G. S. de l'eau	
à 18°,05	$\eta = 4,72 \times 10^{-11}$
Coefficient d'élasticité du piézomètre	$\xi = 0,85 \times 10^{-11}$

COMPARAISONS AVEC LES RÉSULTATS ANTÉRIEURS. — Un grand nombre de physiciens ont mesuré le coefficient de compressibilité de l'eau (on trouvera une liste détaillée des indications bibliographiques dans les Tables de Landolt). Les résultats sont assez discordants.

En C. G. S.	
$10^{11} \eta = 4,54$ à $17^{\circ},18$	(Schumann).
4,62 à 18°	(Röntgen).
4,56 à 18°	(Grassi, méthode de Regnault).
4,51 à 15°	(Jamin, Amaury et Descamps).
4,59 à 18°	(Pagliani et Vincentini, pour une compression de 5 atmosphères).
4,23 à $17^{\circ},6$	(Amagat, <i>Comptes Rendus</i> , t. CIII, 1886, p. 432, pour une compression de 242 atmosphères).
4,86 à $8^{\circ},1$	valeur déduite de la vitesse du son dans l'eau (1435 ^m par seconde, d'après Colladon et Sturm).

Le coefficient de compressibilité décroît avec la pression (Colladon et Sturm). Il tombe à la moitié de sa valeur pour une pression de 3 000 atmosphères (Amagat, *loc. cit.*, et aussi *Comptes Rendus*, 1893, p. 43).

Le nombre $4,72 \times 10^{-11}$ C. G. S. donné par la méthode capillaire est plus grand que les nombres antérieurement trouvés pour des compressions plus fortes et se rapproche du nombre déduit de la vitesse du son.

EMPLOI DES GOUTTES DE MERCURE. — Sous l'influence d'un corps élastique, les gouttes de mercure donnent, comme les gouttes d'eau, deux périodes θ_1 et θ_2 .

Pour un même orifice et un même débit, la valeur de θ_1 est environ six fois plus grande pour le mercure que pour l'eau. La sensibilité est si grande que l'expérience est difficile à faire. De plus, si l'on se sert pour faire écouler les gouttes d'un tube de verre étiré, on constate qu'après la chute d'une goutte le ménisque remonte dans le tube d'une quantité proportionnelle au volume v du corps élastique influençant. Le ménisque revient à l'orifice pendant le temps θ_1 ; la goutte perle alors tout d'un coup, grossit lentement (période θ_2), puis tombe. La mesure de l'ascension du ménisque pourrait, dans les applications, remplacer celle de θ_1 .

III. Contact de l'eau avec les surfaces enfumées. — Avant d'étudier d'autres phénomènes présentés par les petites gouttes, il est nécessaire d'indiquer les principales propriétés des surfaces enfumées, dont il sera constamment question dans la suite.

On peut distinguer, au point de vue des propriétés capillaires de l'eau, trois espèces de surfaces solides :

- 1° Les surfaces mouillées (cas du verre très propre);
- 2° Les surfaces touchées, mais non mouillées (cas de la cire, du suif, etc.);
- 3° Les surfaces non touchées.

C'est le cas des surfaces suivantes :

- 1° Métal poli enduit d'un peu de cire et recouvert soit de noir de fumée, soit d'anhydride arsénieux;
- 2° Surface polie enduite de cire, de paraffine, de suif, etc., et recouverte de poudre de lycopode;
- 3° Feuilles de diverses plantes.

L'eau ne mouille pas du tout une telle surface et ne touche que les sommets des très petites aspérités dont elle est hérissée. On aperçoit entre la goutte et le plan une couche d'air interposée qui produit la

réflexion totale de la lumière. L'angle de raccordement est nul, comme dans le cas de la caléfaction. La goutte *roule* sans aucun frottement pour la plus petite inclinaison du plan.

De toutes ces surfaces, les meilleures sont les surfaces métalliques polies, enduites de cire et enfumées. On chauffe la plaque, on la frotte avec un tampon de coton imbibé d'une solution filtrée de cire dans la benzine, on laisse refroidir. On enfume ensuite la plaque en plusieurs fois en la passant vivement dans la flamme d'une lampe à pétrole à mèche large et plate. Il ne faut enfumer ni dans la partie supérieure de la flamme (le noir ne tiendrait pas), ni dans la partie inférieure. Il faut éviter l'échauffement de la plaque ; on ne doit pas voir fondre la cire. Au bout de quelques jours, on plonge la plaque dans une cuvette d'eau.

Pour s'assurer que l'angle de raccordement est nul, on peut observer le dégagement de l'air au contact d'une surface enfumée plongée dans l'eau. L'air s'étale indéfiniment sur la surface et ne donne un angle de raccordement sensible qu'aux points où se trouvent de gros fumerons.

On immerge dans l'eau, dans une position un peu inclinée, une large plaque enfumée percée d'un petit trou. Un tube, soudé à la plaque du côté opposé au noir, permet d'envoyer un courant d'air par ce petit trou. Le jet d'air, au lieu de se dégager normalement à la surface, s'étale en une nappe brillante⁽¹⁾ extrêmement large, aplatie sur le noir de fumée.

Si, en certains points, le noir a été touché, imprégné de cire ou lavé à l'alcool, la brillante nappe d'air contourne les zones altérées sans jamais en franchir la limite.

Si la surface est bien horizontale (le noir dirigé vers le haut), l'air forme de grosses bulles dont l'angle de raccordement est nul et qui courent sur la surface avec une extrême mobilité pour la moindre inclinaison du plan.

Si l'on verse une goutte d'alcool sur le trou, le noir de fumée perd immédiatement ses propriétés : l'air se dégage directement de l'orifice en un jet normal à la paroi.

Ces phénomènes sont comparables aux phénomènes bien connus présentés par l'eau en contact avec une surface qu'elle mouille parfaitement.

(1) Brillante à cause de la réflexion totale.

Les surfaces enfumées pourraient être nommées *surfaces parfaitement mouillées par l'air*.

ADHÉRENCE NORMALE. — On forme une goutte d'eau au bout d'un tube vertical Ω , et l'on arrête l'arrivée de l'eau un peu avant que la goutte ne se détache. La plus petite force verticale que l'on ajoute alors au poids de la goutte provoque le détachement.

Une petite surface S horizontale placée sous la goutte peut monter ou descendre à volonté; on peut l'amener tangente au point le plus bas de la goutte, la remonter encore un peu et la faire redescendre ensuite très délicatement.

Si cette petite surface S est du verre propre ou du verre enduit de cire, de paraffine, etc. (surfaces des deux premiers groupes), la goutte se détache du tube Ω et se dépose sur la surface; on peut dire qu'il y a adhérence de l'eau suivant la normale.

Si la surface S est enfumée, on peut la faire redescendre sans détacher la goutte du tube Ω . L'adhérence de l'eau sur les surfaces enfumées est nulle dans le sens de la normale.

ADHÉRENCE TANGENTIELLE. — Si l'on considère une surface solide plongée dans un liquide en mouvement qui la mouille, la couche liquide placée au voisinage immédiat de la paroi adhère au solide et a une vitesse nulle. C'est sur cette couche liquide immobile que les autres couches liquides viennent frotter. Il n'y a pas de glissement à la paroi (Whetham).

Il en est de même dans le cas de l'eau sur le verre argenté et dans le cas du mercure sur le verre.

Il n'y a pas non plus de glissement à la paroi sur les surfaces enfumées.

J'ai fait à ce sujet un grand nombre d'expériences avec deux disques horizontaux de 12 centimètres de diamètre, dont l'un est fixe et dont l'autre, suspendu à un fil de torsion, oscille autour de ce fil au-dessus du premier disque. Les disques sont plongés dans l'eau. On peut faire varier leur distance d de 0^{mm},5 à 60 millimètres. J'ai mesuré en fonction de d les valeurs du décrétement logarithmique qui exprime l'amortissement des oscillations. Ces valeurs sont les mêmes, que les disques soient nus, enduits de cire ou enfumés. Le glissement à la paroi est donc le même dans les trois cas. Comme il est nul pour les surfaces que l'eau peut mouiller, il résulte de mes expériences qu'il est nul pour les surfaces enfumées. Un glissement à la paroi conduisant à remplacer la surface par une surface parallèle distante de la

première de deux fois l'épaisseur de l'enduit aurait été mis en évidence.

IV. **Étude directe et chronophotographique du rejaillissement régulier des petites gouttes.** — DESCRIPTION DU PHÉNOMÈNE. — Une petite goutte d'eau G tombe d'une hauteur de quelques centimètres sur une plaque métallique inébranlable, un peu inclinée et enfumée avec les précautions ci-dessus indiquées. La goutte s'aplatit par le choc, puis prend très vivement une forme plus ramassée et rebondit en se divisant en deux gouttes qui sont projetées en l'air :

1° Une gouttelette G', dont le diamètre peut dépasser le $\frac{1}{3}$ de celui de G, est projetée avec une très grande vitesse normalement à la plaque et décrit une parabole en vibrant énergiquement ; elle s'élève, en général, beaucoup plus haut que l'orifice d'écoulement (et même, dans certains cas, beaucoup plus haut que le niveau du liquide dans le réservoir). C'est pour cela qu'il faut incliner un peu la plaque, sinon cette goutte G' serait projetée juste sur l'orifice d'écoulement. Cette gouttelette G' retombe sur le plan enfumé et rejaillit à son tour ;

2° La partie principale Γ de la goutte s'élève à 1 centimètre ou 2 centimètres en vibrant très énergiquement, ce qui produit de beaux jeux de lumière. Elle est projetée dans la direction donnée par la loi de la réflexion. Elle décrit une parabole, retombe un peu plus loin sur la surface, où elle rebondit de nouveau.

Le phénomène est admirablement régulier si les gouttes sont petites, si elles tombent régulièrement, si la plaque a été enfumée comme on l'a vu au paragraphe III, et si elle est bien *immobile*. Dès que deux ou trois gouttes ont rejailli, on peut en faire tomber un très grand nombre au même point ; la gouttelette G' projetée en l'air chaque fois décrit exactement la même trajectoire : une petite pointe de verre horizontale, placée au point le plus haut de la trajectoire, recueille toutes les gouttes G'. Si l'on met un écran entre l'orifice d'écoulement et la plaque sans toucher à l'appareil et si l'on enlève cet écran le lendemain pour observer le rejaillissement, les gouttes G' viennent encore s'embrocher sur la pointe de verre.

Il faut éviter, en faisant ces expériences, de souffler sur les gouttes en respirant ; il est bon de mettre l'appareil dans une petite cage de verre pour éviter tout courant d'air.

Ces phénomènes ne se produisent que sur les surfaces *non touchées*

par l'eau (Voir § III), c'est-à-dire sur les surfaces enfumées ou enduites d'anhydride arsénieux ou de lycopode.

On n'observe aucun phénomène de ce genre sur les surfaces graissées, cirées, vaselinées, etc.

Si l'on a, par exemple, une surface enduite de cire et qui a été enfumée sans fondre la cire, elle donne un très beau rejaillissement. Si l'on chauffe un peu la plaque, la cire fond, englobe le noir de fumée et forme une sorte de vernis que l'eau ne mouille pas plus que la cire; mais la surface est devenue lisse au lieu d'être hérissée; le rejaillissement est totalement supprimé.

De même, les petites gouttes de mercure rejaillissent très bien sur les mêmes surfaces enfumées et ne rejaillissent pas sur le verre propre, que pourtant elles ne mouillent pas.

PREMIÈRE SÉRIE D'EXPÉRIENCES. — Le rejaillissement ne dépend pas de la nature de la surface frappée, pourvu qu'elle ne soit pas touchée par l'eau. Le noir de fumée, l'anhydride arsénieux et le lycopode donnent lieu au même rejaillissement.

DEUXIÈME SÉRIE D'EXPÉRIENCES. — *Variations du rejaillissement quand la hauteur de chute z varie seule.* — On fait descendre progressivement la surface enfumée. z augmente de quantités connues.

Pour de faibles hauteurs de chute (1 centimètre), la goutte qui tombe rebondit sur la surface en vibrant, mais elle ne se divise pas en deux gouttes Γ et Γ' . Lorsque la hauteur de chute augmente, la hauteur à laquelle s'élève la goutte en rebondissant s'accroît régulièrement.

z croissant toujours, on finit par apercevoir des gouttelettes extrêmement petites et projetées extrêmement haut (à une hauteur de 30 ou 40 fois la hauteur de chute). Sans la résistance de l'air, la hauteur atteinte serait encore bien plus grande. Il y en a quatre ou cinq formant une petite gerbe. Elles sont tellement petites qu'il est impossible de les voir sans un éclairage latéral puissant, l'œil regardant sur un fond noir, et leur trajectoire change tellement sous l'influence des plus petits courants d'air que les mesures sont impossibles. On ne les voit d'ailleurs qu'avec des gouttes d'au moins 8 milligrammes. Les gouttes de 4 milligrammes ou de 3 milligrammes ne donnent pas de gerbe visible.

Il se produit alors un phénomène singulier. Jusque-là on entendait au moment du choc, en faisant bien attention, un bruit très faible et

très sourd. Il en est ainsi jusqu'à une valeur critique de z . Si z dépasse cette valeur critique d'une quantité faible ($\frac{1}{50}$ de millimètre), on entend un bruit bien plus fort, bien plus aigu, qui ressemble à un pétilllement de faible durée. Si l'on augmente tout doucement la hauteur de chute z , on constate que ce bruit aigu présente une série de *crescendo* et *decrescendo* très accusés; les *decrescendo* vont jusqu'à l'extinction. Après un dernier *crescendo*, le bruit ne s'entend plus du tout pour aucune autre valeur de z .

Le phénomène est exactement le même si l'on remplace la plaque enfumée par diverses plaques enfumées de dimensions très variables, ou par une pièce creuse. Il ne dépend aucunement de l'objet frappé, pourvu que la surface de cet objet soit enfumée. On n'a rien sur une surface graissée.

L'influence de la vitesse d'écoulement sur ce phénomène est considérable. Quand les gouttes se succèdent un peu vite ($\frac{1}{2}$ seconde), on n'entend plus le bruit.

z ayant augmenté au delà de la zone où l'on entend le bruit, on ne tarde pas à observer un rejaillissement régulier simple, avec subdivision de la goutte, et projection d'une goutte G' ; c'est le phénomène décrit en tête de ce chapitre.

La goutte G' est d'abord très petite et va très haut (30 centimètres). La hauteur z' qu'elle atteint varie rapidement avec z en présentant des séries de maxima et de minima.

Il apparaît quelquefois une gouttelette ϵ abandonnée très peu de temps après le choc; elle tombe et rebondit; ou bien elle décrit une trajectoire rectiligne sur la surface enfumée.

z croissant toujours, la gouttelette projetée G' devient très belle. La gerbe signalée ci-dessus par des valeurs inférieures de z ne se voit plus du tout. L'admirable régularité du phénomène permet de faire l'étude des variations de z' en fonction de z .

Quand z dépasse 10 centimètres, il y a plusieurs gouttes projetées; et, si z continue à croître, on n'observe plus qu'un éparpillement de la goutte sur la surface et des éclaboussures irrégulières.

VARIATIONS DE z' EN FONCTION DE z . — Ces variations sont représentées par des courbes très compliquées. La détermination d'un très grand nombre de points est indispensable; l'expérience est donc fort longue (dix heures).

J'ai tracé un assez grand nombre de ces courbes. Elles ont toutes la même allure. Je me contente d'en donner une (*fig. 2*).

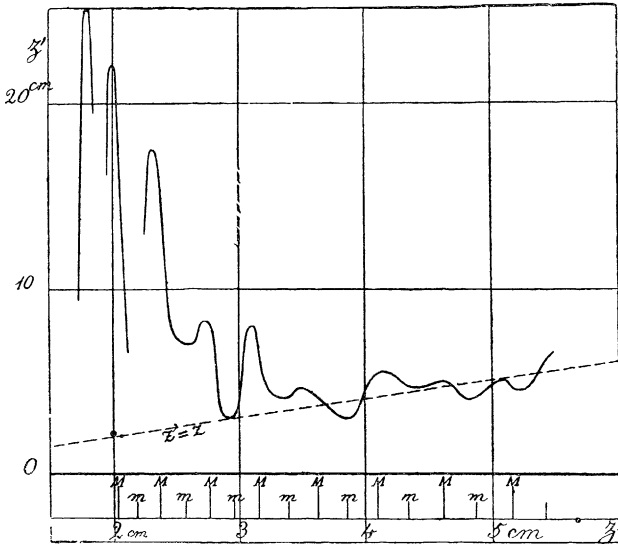


FIG. 2.

Données de l'expérience :

Poids des gouttes, $7^{\text{mg}},60$;

Durée de la formation, $1^{\text{s}},45$;

Pente de la surface frappée, $9\ 0/0$;

Abscisses, valeurs de x ;

Ordonnées, valeurs de x' .

Les points marqués M et m sont les positions des maxima et des minima calculées d'après les formules de la vibration des gouttes.

RATTACHEMENT DE CES FAITS A LA VIBRATION DES GOUTTES. — Ces maxima et ces minima correspondent aux espaces parcourus par la goutte pendant les périodes successives de sa vibration

Une goutte se détache étant allongée ; la tension superficielle tend à rendre la goutte sphérique. Elle s'aplatit donc ; mais, quand la forme sphérique est atteinte, l'aplatissement continue jusqu'à un certain degré. Les pressions capillaires intervenant en sens contraire tendent à allonger la goutte, etc. La vibration s'effectue ainsi pendant la chute avec un faible amortissement.

Cette vibration, qui donne alternativement à la goutte la forme

d'un ellipsoïde allongé, d'une sphère, d'un ellipsoïde aplati, d'une sphère, d'un ellipsoïde allongé, etc., est appelée *vibration ellipsoïdale ou symétrique*.

Elle n'est pas seule. La goutte ne conserve pas une forme symétrique. Aussitôt détachée, elle a la forme d'un œuf avec le gros bout en bas; il en résulte un deuxième mouvement vibratoire; pendant la chute, l'ovoïde présente alternativement son gros bout vers le haut et vers le bas, avec des formes intermédiaires sphériques. Cette *vibration ovoïdale ou dissymétrique* a une amplitude au moins aussi grande que la première dans la plupart des cas. Elle s'amortit plus vite.

Lord Rayleigh a calculé les diverses vibrations des gouttes au moyen des fonctions de Legendre.

Pour une goutte de $7^{m\text{m}},6$, le nombre des vibrations par seconde est, d'après les formules de lord Rayleigh :

Pour la vibration ellipsoïdale.....	93
— ovoïdale.....	180

D'après cela, j'ai calculé les valeurs de z pour lesquelles la vitesse vibratoire du pôle supérieur de la goutte passe par un maximum ou un minimum. Il y a concordance avec les maxima et les minima de rejaillissement, comme on le voit sur la courbe (*fig. 2*).

Pour lever les derniers doutes, j'ai fait l'expérience suivante :

Les gouttes tombent d'une hauteur z_0 (1 centimètre environ) sur un premier plan enfumé, incliné.

Elles rebondissent très bien et décrivent une parabole en vibrant fortement. On les reçoit sur une deuxième surface enfumée située à un niveau inférieur.

Si z_0 est un peu grand, la goutte vibre très fortement; elle ne donne plus, sur le deuxième plan enfumé, de rejaillissement avec subdivision. Elle rebondit sans se couper. Ce fait sera expliqué un peu plus loin.

Si z_0 est suffisamment petit, la goutte vibre après le premier choc en présentant uniquement une vibration ellipsoïdale de très grande amplitude (je m'en suis assuré par la chronophotographie).

En éclairant latéralement par une forte lampe, une goutte immobile donne deux points brillants (un donné par la réflexion et un par la réfraction); une goutte qui tombe donne deux traits de feu, trajectoire de ces points brillants. Ces lignes lumineuses se rapprochent et s'écartent périodiquement, présentant ainsi des *renflements* et

des *gorges*. Les renflements correspondent aux ellipsoïdes aplatis et les gorges aux ellipsoïdes allongés.

La deuxième surface enfumée reçoit le choc de ces gouttes. On observe un fort rejaillissement avec subdivision, si elle est placée un peu au-dessous d'un des *renflements*. Il n'y a pas subdivision dans les autres positions.

En déplaçant cette surface enfumée, on voit ainsi périodiquement apparaître et disparaître le rejaillissement avec subdivision. On l'obtient chaque fois que l'on coupe les traits de feu au-dessous de leur renflement, c'est-à-dire chaque fois que l'on reçoit le choc d'une goutte sphérique en train de s'allonger.

La goutte sphérique qui s'allonge est la figure pour laquelle la vitesse vibratoire du pôle supérieur est maximum.

Ainsi, aux maxima M de la vitesse vibratoire correspondent les maxima de rejaillissement (c'est-à-dire les maxima de z'). Aux minima m de la vitesse vibratoire correspondent les minima de rejaillissement. Et si ces minima sont trop petits, il n'y a plus rejaillissement avec subdivision : la goutte rebondit sans se couper.

Les grosses gouttes montrent très bien en tombant des figures allongées et aplaties. Ainsi Lenard a étudié les vibrations de gouttes de 5 millimètres de diamètre simplement par la photographie.

Mais les petites gouttes prennent tout de suite une forme très sensiblement sphérique. On a de la peine à distinguer l'ellipsoïde allongé de l'ellipsoïde aplati ⁽¹⁾. Les mesures faites par la photographie sont impossibles. L'observation du rejaillissement fournit au contraire un moyen très délicat de mesurer les éléments de ces oscillations.

Action d'un champ magnétique. — Un orifice d'écoulement est placé au-dessus de l'entrefer d'un électro-aimant puissant, et hors du champ. Les gouttes issues de cet orifice passent dans l'entrefer et viennent tomber sur un plan enfumé placé au-dessous et hors du champ. Le rejaillissement est le même, que l'électro-aimant soit excité ou non. Un champ magnétique ne produit aucun amortissement appréciable des oscillations des gouttes tombantes.

Mais, si l'orifice d'écoulement est dans l'entrefer, le rejaillissement varie énormément quand on excite l'électro-aimant. Sans prendre de précautions spéciales, on fait ainsi varier très facilement z' de plu-

(1) Pourtant, à cause de la faible valeur de la période, la *vitesse* vibratoire est grande. Elle est de l'ordre de la vitesse de chute, au moins pour les premiers centimètres du parcours. Ces vibrations ne sont donc pas négligeables.

sieurs centimètres. M. Pierre Sève avait prévu ce résultat, et nous avons fait l'expérience ensemble (mai et juin 1907).

Quand une goutte d'eau (diamagnétique) est formée dans un champ magnétique intense et qu'elle tombe, elle est soumise à des forces qui la repoussent hors du champ et qui, par suite, augmentent sa vitesse. Un raisonnement simple montre qu'au point de vue du mouvement du centre de gravité, tout se passe comme si la hauteur de chute de la goutte était augmentée d'une quantité égale à la dénivellation ϵ de l'eau dans un tube en U dont une des branches est dans le champ et l'autre hors du champ.

Il est très difficile de mettre directement en évidence l'accroissement de vitesse de la goutte. Il est, au contraire, très facile de montrer cet accroissement au moyen du rejaillissement.

La surface enfumée qui reçoit le choc des gouttes doit être assez inclinée pour que les gouttelettes projetées n'aillent pas dans l'entrefer.

Si l'on établit le champ, la hauteur de rejaillissement z' varie beaucoup, comme si la vitesse de chute avait augmenté.

La différence des temps de chute ne doit pas dépasser la durée d'une période vibratoire de la goutte. Le maximum du champ à employer dépendra donc de la grosseur de la goutte.

Le phénomène est exactement inverse avec une solution magnétique (par exemple une solution diluée de sulfate de manganèse). La vitesse des gouttes est diminuée au moment où elles sortent du champ ⁽¹⁾.

Rejaillissement des liquides autres que l'eau. — Les solutions aqueuses ayant une grande tension superficielle (ammoniaque, solutions salines, etc.) rejaillissent aussi bien que l'eau. Les solutions très denses rejaillissent moins énergiquement.

Les liquides de faible tension superficielle (alcool, éther, pétrole) ne rejaillissent pas : ils s'étalent sur le noir de fumée.

Les solutions aqueuses d'alcool, de savon, d'acide formique, à partir d'une certaine concentration, ne rejaillissent plus.

Les petites gouttes de *mercure*, qui ne rejaillissent pas sur le verre propre, rejaillissent aussi bien que les gouttes d'eau sur les surfaces enfumées. Les gouttes de mercure vibrent plus fortement que les gouttes d'eau. Les maxima et les minima de rejaillissement sont extrêmement accusés.

(1) Voir *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 24 juin 1907.

APPLICATIONS AUX SOLUTIONS AQUEUSES. — On peut se servir du rejaillissement pour apprécier de très faibles changements dans la composition des liquides de grande tension superficielle. La sensibilité de cette méthode est très grande. Elle peut rendre des services dans les cas où l'on ne peut pas employer des méthodes statiques comme celle des ascensions dans un tube ; c'est le cas de tous les colloïdes.

En 1890, lord Rayleigh a attiré l'attention sur l'erreur que l'on commet en mesurant par une méthode statique la tension superficielle de certains liquides, tels que les solutions d'oléate de soude.

On dissout dans l'eau des quantités progressivement croissantes d'oléate.

Par la méthode statique, on trouve que la tension superficielle des solutions d'oléate tombe très rapidement au tiers de sa valeur environ et se maintient ensuite à ce chiffre, quelle que soit la concentration.

Par la méthode dynamique⁽¹⁾, on trouve au contraire que la tension superficielle diminue lentement sans chute brusque et sans asymptote quand la concentration augmente.

Il se forme rapidement à la surface de la solution exposée à l'air une pellicule de faible tension superficielle : d'où nécessité absolue d'employer des surfaces constamment renouvelées.

Dans le rejaillissement, le brassage de la masse au moment du choc est très énergique ; la gouttelette est détachée et projetée en l'air en un temps très court (de l'ordre du millième de seconde). On peut donc espérer atteindre ainsi une valeur de la tension superficielle bien moins inexacte que celle donnée par la méthode des tubes capillaires.

Avec de petites gouttes, la sensibilité est extrêmement grande. Aussi, pour pouvoir employer des solutions un peu concentrées, j'ai dû diminuer la sensibilité en prenant des gouttes plus grosses (gouttes issues d'un tube de 0^{mm},75 de diamètre extérieur, à bout mouillé).

Avec les solutions non colloïdales (mélanges d'eau et d'alcool), j'ai trouvé que, z restant fixe, z' varie à peu près proportionnellement à la tension superficielle. Avec les solutions d'oléate de soude, la

(1) Ecoulement du liquide par un orifice elliptique.

valeur de la tension superficielle donnée par le rejaillissement est supérieure à celle que donne l'ascension capillaire. Les solutions d'oléate à $\frac{1}{400}$, $\frac{1}{80}$, $\frac{1}{40}$, qui donnent toutes la même ascension capillaire, donnent des valeurs décroissantes de z' . La hauteur de rejaillissement z' dépend donc non pas de la tension superficielle *statique*, mais de la tension superficielle *vraie*.

Étude chronophotographique du rejaillissement. — Il était indispensable, pour continuer l'étude du phénomène, d'obtenir, de millièmeter en millièmeter de seconde, les photographies des formes de la goutte pendant le choc (Voir la reproduction de quelques-unes de ces séries dans le mémoire détaillé).



FIG. 3.



FIG. 4.



FIG. 5.

La première phase du phénomène est l'aplatissement de la goutte sur le plan enfumé. Il a toujours lieu par des gradins. La partie



FIG. 6.

inférieure est déjà aplatie que la partie supérieure est encore bien hémisphérique. Puis la goutte s'aplatit totalement sur le plan, et d'autant plus que la hauteur de chute est plus grande (*fig. 3, 4, 5*).

Si la goutte est grosse, elle s'aplatit en formant des ondes très creusées (*fig. 6*); elle revient sur elle-même par un mouvement ondulé. C'est ce qui explique les traces de cercles concentriques et de rayons laissées par la goutte sur le plan, si le noir n'est pas adhérent.



FIG. 7.



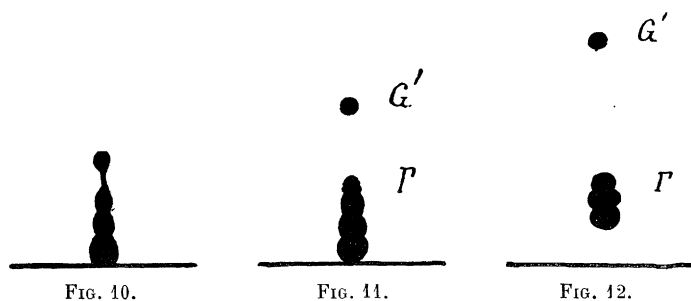
FIG. 8.



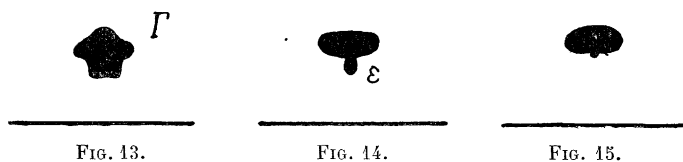
FIG. 9.

La goutte se resserre très vivement. Il se produit alors un *jet central* animé d'une très grande vitesse, et qui entraîne toute la goutte (*fig. 7, 8, 9*) (ordre de grandeur de cette vitesse, $500 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$).

La goutte s'allonge beaucoup et prend une forme *annelée* (fig. 10). Le segment supérieur, dont la vitesse est très grande, se détache et forme la goutte G' (fig. 11).



Le reste Γ de la goutte exécute alors de très violentes vibrations. Le haut de la goutte, qui vient de perdre la gouttelette G' , n'a plus de vitesse ; le bas de la goutte s'en rapproche rapidement (fig. 12, 13, 14, 15).



On peut remarquer qu'une gouttelette ϵ se forme à un certain moment sous la goutte Γ . Le plus souvent elle est réabsorbée par Γ . Mais quelquefois aussi elle s'en détache. Elle constitue la petite gouttelette signalée plus haut sous le nom de *gouttelette abandonnée* ϵ .

EXPLICATION GÉNÉRALE DU PHÉNOMÈNE. — La goutte qui tombe sur le plan enfumé s'étant aplatie, la courbure de sa surface est très grande sur son pourtour et nulle sur ses deux bases planes. Les pressions capillaires développées sont donc appliquées uniquement sur le pourtour de la goutte ; les forces produites convergent toutes vers l'axe N . Les molécules liquides prennent donc des accélérations dirigées vers cet axe (fig. 16).

Or, toutes les fois qu'il y a afflux de liquide vers un axe, il se produit un jet suivant cet axe.

Telle est l'explication du *jet central* qui s'élançe suivant l'axe de

la goutte et qui entraîne tout le liquide. La goutte prend donc une forme très allongée.

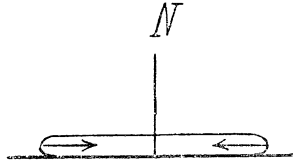


FIG. 16.

On sait d'ailleurs qu'un cylindre liquide n'est pas stable dès que sa hauteur dépasse le périmètre de sa base. La tension superficielle le découpe en sphères.

C'est par un phénomène analogue que le cône allongé formé par la goutte est découpé par la tension superficielle; d'où l'explication des formes annelées et du détachement d'une ou de plusieurs gouttes projetées.

La goutte G' s'étant détachée, le reste Γ vibre énormément, en passant par une série de formes allongées et aplaties. C'est encore par suite d'un afflux de liquide vers l'axe que la gouttelette ϵ apparaît et est quelquefois détachée.

Si l'on mélange à l'eau une substance qui abaisse la tension superficielle, le rejaillissement est diminué ou supprimé. Cela tient à ce que les pressions capillaires développées sur le pourtour de la goutte sont diminuées si la tension superficielle est diminuée. La vitesse du jet central est alors moindre, et la gouttelette G' , si elle se détache, va moins haut.

Lorsque la hauteur de chute n'est pas trop grande, la goutte qui tombe sur une surface paraffinée s'étale, revient sur elle-même, se soulève quelquefois un peu et reprend une forme ramassée, avec un angle de raccordement presque droit.

Lorsque la hauteur de chute est plus grande, l'étalement de la goutte devient plus grand et la goutte se divise en plusieurs autres qui s'éparpillent sur la surface (Voir dans le mémoire détaillé la reproduction des chronophotographies).

Le phénomène commence comme sur le noir de fumée. Mais ici il y a adhérence à la cire dans le sens de la normale.

On a vu (§ III) les expériences qui prouvent l'existence de cette adhérence normale de l'eau à la cire. Dans le cas des surfaces enfu-

mées, il n'y a aucune adhérence normale. C'est pour cela que le rejaillissement peut se produire.

CHOC DES GOUTTES D'EAU SUR LES SURFACES SOLIDES QUE L'EAU PEUT MOUILLER (verre très propre). — *Il n'y a pas de rejaillissement si la surface est sèche : l'eau s'étale.*

CHOC DE L'EAU SUR LES SURFACES SOLIDES NON MOUILLÉES ET DÉPOURVUES D'ENDUIT PULVÉRULENT (surfaces non mouillées, mais touchées : cire, paraffine, etc.). — Sur une surface solide enduite de cire, de paraffine, de suif, etc., les gouttes d'eau ne rejaillissent jamais. La présence du noir de fumée (ou de l'anhydride arsénieux, etc.) est indispensable.

Une goutte qui a déjà rebondi et qui vibre très fortement ne se subdivise plus quand elle tombe sur une deuxième surface enfumée. Cela s'explique facilement. La goutte n'est plus de révolution. Elle s'aplatit en donnant une figure qui n'a plus de centre. Il n'y a plus afflux du liquide avec un axe ; donc, plus de jet central, plus de gouttelette projetée.

Si elle est déjà couverte d'une petite couche d'eau, on a à envisager l'un des cas suivants.

CHOC D'UNE GOUTTE LIQUIDE SUR UNE MEMBRANE LIQUIDE. — On forme une lame liquide avec une dissolution du savon résineux de M. Izarn. On laisse tomber sur cette membrane de grosses gouttes du même liquide. Pour de faibles hauteurs de chute, il y a rebondissement. Pour de grandes hauteurs de chute, la goutte traverse la membrane sans la rompre. Il y a une hauteur de chute intermédiaire pour laquelle il y a rejaillissement véritable, avec projection d'une gouttelette.

CHOC D'UNE GOUTTE D'EAU SUR UNE COUCHE D'EAU. — Les phénomènes qui se produisent dépendent non seulement de l'orifice d'écoulement et de la hauteur de chute, mais aussi de l'épaisseur de la couche frappée. Il y a souvent rejaillissement.

Lorsque l'épaisseur de la couche frappée est petite (inférieure à 1 millimètre d'habitude), le choc produit seulement des ondes qui se propagent sur la surface du liquide. Si la hauteur de chute augmente (toujours pour la même épaisseur de la couche frappée), on voit se produire un grand nombre de petites gouttes qui rayonnent tangentiellement à la surface autour du point frappé. Pour des hauteurs de chute de 1 mètre ou 2 mètres, il se produit des éclaboussures ; un très grand nombre de petites gouttes sont projetées sui-

vant les trajectoires très inclinées sur l'horizon; on en voit une multitude d'autres, extrêmement petites, qui sont projetées suivant des trajectoires moins inclinées : elles forment une sorte de brouillard léger au-dessus de la surface frappée.

Un rejaillissement simple (projection suivant la verticale d'une gouttelette animée d'une grande vitesse) peut se produire quand la hauteur de l'eau au-dessus du fond devient supérieure à une certaine valeur.

Si l'on maintient fixe cette épaisseur de la couche frappée et si l'on fait croître progressivement la hauteur de chute z , il arrive un moment où le rejaillissement se produit. La hauteur minimum est très bien déterminée.

La hauteur z' atteinte par la goutte projetée croît très vite et dépasse de beaucoup la hauteur de chute. En même temps, à la surface du liquide, le fort soulèvement qui s'est produit forme une goutte qui ne va pas bien haut et qui roule quelquefois sur la surface.

Le rejaillissement diminue beaucoup quand l'épaisseur de la couche frappée augmente.

(On trouvera les détails et les photographies dans le mémoire détaillé.)

RÉSUMÉ

I. *Formation des petites gouttes.* — Les gouttes d'eau de moins de 10 millimètres cubes qui s'échappent d'un orifice percé dans une paroi enfumée sont de volume constant, si l'on prend les précautions indiquées.

Elles ne présentent pas, comme les grosses, de ligament visible ni de goutte satellite. Le ménisque restant en arrière est de volume négligeable : il n'y a plus à distinguer la goutte tombée et la goutte totale.

Leur forme est très sensiblement sphérique dès qu'elles sont détachées. Leur volume est donné par la loi de Tate corrigée de la pression hydrostatique ; il diminue quand la durée de formation descend au-dessous de 1 ou 2 secondes.

Toutes les complications qu'on rencontre dans l'étude des gouttes disparaissent par l'emploi des petites gouttes.

II. J'ai cherché des applications de ces petites gouttes. J'en ai trouvé une que je crois nouvelle : c'est l'application à la compressibilité.

La formation des gouttes à un orifice très petit et non mouillé présente deux périodes : une période d'attente θ_1 après laquelle la goutte perle brusquement; une période de grossissement lent θ_2 après laquelle la goutte tombe.

$\theta_1 = 0$ si l'appareil est rigide et sans fuite. Si le liquide est en contact avec un corps élastique de volume v , θ_1 est proportionnel à v et au coefficient d'élasticité du corps. On met ainsi en évidence, non seulement la compressibilité des gaz, mais encore celle des liquides et des solides. J'ai pu par ce procédé mesurer notamment la compressibilité de l'eau, comprimée par la pression capillaire d'une petite goutte.

Les grosses gouttes ne donnent aucun phénomène analogue.

De tous les orifices que l'on peut employer pour ces expériences, les orifices percés dans une paroi enfumée sont de beaucoup les meilleurs.

III. Le troisième chapitre renferme l'étude des propriétés des surfaces enfumées, déjà utilisées dans les deux chapitres précédents et dont il est constamment question dans la suite.

Les surfaces enfumées sont hérissées de petits murs de noir et de protubérances très fines et très serrées dont l'eau ne peut toucher que le sommet. L'angle de raccordement de l'eau est nul et il n'y a pas d'adhérence dans le sens normal.

La surface est parfaitement mouillée par l'air. Une grande quantité d'air est enfermée dans les cellules et entre les murs de noir. On peut enlever cet air sans faire perdre à la surface toutes ses propriétés.

Bien que l'eau roule avec une extrême facilité sur ces surfaces, *il n'y a aucun glissement à la paroi.*

IV. *Phénomènes de rejaillissement.* — Une goutte d'eau qui frappe une surface solide ne rejaillit que dans un seul cas : celui où la surface n'est pas touchée par l'eau. Une goutte d'eau qui tombe sur un liquide rejaillit dans certains cas. Le plus simple, le plus régulier et le plus intéressant de ces phénomènes est le rejaillissement des *petites gouttes* sur les surfaces enfumées.

Ce phénomène est simple, en ce sens qu'il se réduit à une subdivision de la goutte en deux gouttelettes dont la plus petite est projetée très haut suivant la direction de la normale. Il n'y a aucune des éclaboussures qui accompagnent le rejaillissement de l'eau sur l'eau.

Ce phénomène est régulier; il se produit identique à lui-même des milliers de fois; les gouttes projetées suivent des trajectoires toujours les mêmes, indépendantes de la nature de l'enduit pulvérulent.

Ce phénomène permet de mettre en évidence et d'étudier la vibration des petites gouttes, qu'il est difficile de voir directement.

Il permet de mettre très facilement en évidence le magnétisme ou le diamagnétisme des solutions.

Il permet d'apprécier de faibles changements dans la composition des liquides. Il donne une méthode dynamique très délicate pour la mesure des grandes tensions superficielles.
