

## Démouillage en régime inertiel : apparition d'ondes capillaires

Françoise BROCHARD, Elie RAPHAEL et Louis VOVELLE

**Résumé** – Un film d'eau déposé sur du verre hydrophobe est métastable et démouille par nucléation et croissance d'un trou de zone sèche. Dans la gamme d'épaisseur  $e \approx 500 \mu\text{m}$ , le trou s'ouvre à vitesse constante, de l'ordre de  $20 \text{ cm s}^{-1}$ , entouré d'un bourrelet qui collecte le liquide et de rides qui se propagent sensiblement à la même vitesse que le bourrelet : la rupture du film est inertielle et se couple aux ondes capillaires.

### Dewetting in the inertial regime: appearance of capillary waves

**Abstract** – A film of water deposited onto a hydrophobic glass surface is metastable and dewets the surface by nucleation and growth of a dry spot. For a film thickness of the order of  $e \approx 500 \mu\text{m}$ , the spot grows with a constant velocity, of the order of  $20 \text{ cm s}^{-1}$ . The spot is surrounded by a rim which collects the liquid and by waves that propagate at a velocity comparable to the rim velocity: the rupture of the film is inertial and is coupled to capillary waves.

1. INTRODUCTION. – Lorsqu'une petite goutte de liquide est mise au contact d'une surface solide non mouillante, elle prend la forme d'une calotte sphérique caractérisée par un angle de contact  $\theta_e$ . Ce dernier est donné par la relation de Young  $\gamma_{SV} = \gamma_{SL} + \gamma \cos \theta_e$  où  $\gamma_{SV}$  est la tension interfaciale solide/air,  $\gamma_{SL}$  la tension interfaciale solide/liquide et  $\gamma$  la tension interfaciale liquide/air (de Gennes, 1985).

Un film de liquide déposé sur la surface solide est instable en-dessous d'une épaisseur critique  $e_c = 2 \kappa^{-1} \sin(\theta_e/2)$  où  $\kappa^{-1} = \sqrt{\gamma/\rho g}$  est la longueur capillaire ( $\rho$  : densité du liquide,  $g$  : accélération de la pesanteur). On comprend bien de nos jours le démouillage des liquides relativement visqueux (Redon, 1991). Le trou s'ouvre à vitesse constante  $V \approx \gamma \theta_e^3 / \eta$  ( $\eta$  : viscosité du liquide) et il est entouré d'un bourrelet circulaire qui collecte le liquide et qui avance sur le film immobile (fig. 1). On interprète cette loi de croissance par un transfert d'énergie capillaire en dissipation visqueuse. La force (constante) qui tire sur le bourrelet est donnée par  $F_M = \gamma + \gamma_{SL} - \gamma_{SV} - (1/2) \rho g e^2$ , soit  $F_M = -\tilde{S}$  où  $\tilde{S} = (1/2) \rho g (e^2 - e_c^2)$  est un paramètre d'étalement effectif incluant la contribution gravitationnelle. La force de friction – dominée par les coins – est elle aussi constante :  $F_V = \eta V / \theta_e$ . L'égalité  $F_V = F_M$  conduit à la loi d'ouverture mentionnée ci-dessus.

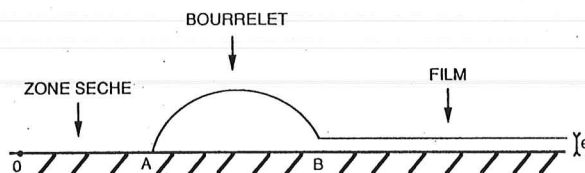


Fig. 1. – Démouillage d'un film liquide par nucléation et croissance d'une zone sèche. Cette zone est entourée par un bourrelet qui s'étend du point A au point B et qui récolte le liquide de la zone sèche.

Fig. 1. – Dewetting of a liquid film by nucleation and growth of a dry patch.  
Around the patch, the liquid forms a rim extending from A to B.

Note présentée par Pierre-Gilles de GENNES.

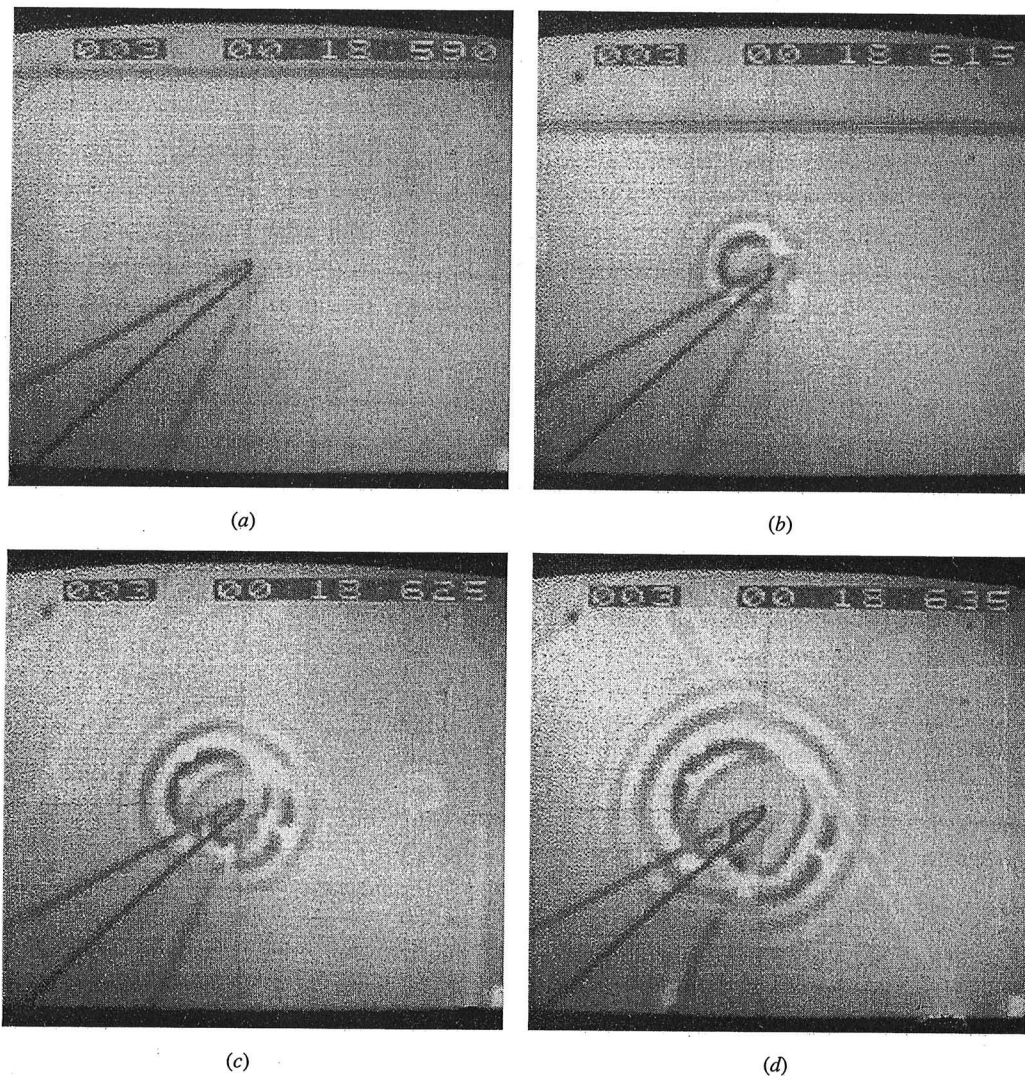


Fig. 2. – Ouverture de la zone sèche et apparition des ondes autour du bourrelet.  
Entre chaque photographie il y a 10 ms d'écart.

Fig. 2. – Growth of the dry patch and appearance of waves.  
The time interval between two photographs is 10 ms.

Pour des liquides très peu visqueux, la loi d'ouverture du trou s'obtient en écrivant que l'énergie de surface gagnée ( $\tilde{S} K$ , avec  $K$  la surface de la zone sèche) est transformée en énergie cinétique du bourrelet ( $MV^2$ , où  $M = \rho e K$ ), soit  $V = \sqrt{\tilde{S}/(\rho e)}$ . La dépendance  $V \approx e^{-1/2}$  a été étudiée il y a peu par Andrieu (1995).

Dans cette Note nous décrivons une expérience récente concernant la rupture inertielle d'un film d'eau déposé sur du verre rendu hydrophobe par un traitement à l'acide stéarique. Le trou est entouré d'un bourrelet qui collecte le liquide et d'ondes capillaires qui se propagent sensiblement à la même vitesse que le bourrelet.

II. OBSERVATION. – Les supports hydrophobes sont préparés à partir d'une surface de verre flotté que l'on passe à la flamme et que l'on nettoie au trichloro-111-éthane. De l'acide stéarique en solution dans du xylène et ensuite greffé sur la surface en présence

d'un catalyseur de condensation (le tétrabutoxyde de titane). L'angle de contact de l'eau sur ces supports est de l'ordre de  $100^\circ$  avec une hystérésis inférieure à  $5^\circ$  ( $\theta_a - \theta_r < 5^\circ$ ). Afin d'obtenir des figures de démouillage symétrique, nous appliquons le principe de couronne mouillante (Redon, 1991) : le dépôt d'acide stéarique est attaqué par de l'acide chlorhydrique le long d'une couronne (diamètre interne 65 mm, diamètre externe 70 mm). Le film métastable est obtenu en écrasant une grosse goutte d'eau et en l'attachant par les bords à l'anneau mouillant. L'épaisseur  $e$  du film est de l'ordre de  $e \approx 500 \mu\text{m}$ . Le démouillage du film est initié en aspirant du liquide à l'aide d'une seringue au centre du film. Le démouillage est suivi à l'aide d'un système de caméra ultra rapide (200 images/s). La figure 2 montre le processus de démouillage (le temps qui sépare deux photos est de 10 ms). Ces photos mettent en évidence un phénomène remarquable : en grandissant, le trou – cerné de son bourrelet – émet des ondes circulaires à la surface du film. Les deux premiers anneaux sont clairement apparents sur la figure 2. La figure 3 indique que la vitesse de ces ondes ( $\approx 28 \text{ cm s}^{-1}$ ) est sensiblement égale à la vitesse du rayon externe du bourrelet (point B de la figure 1).

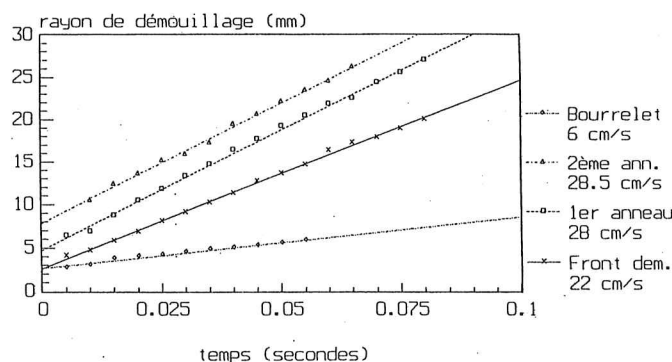


Fig. 3. – Variation en fonction du temps de la largeur AB du bourrelet, de la position du point A, de la position du premier anneau et de la position du deuxième anneau.

Fig. 3. – Time evolution of the rim width, of the position of point A, of the position of the first ring and of the position of the second ring.

III. DISCUSSION. – 1) La présence d'ondes autour du bourrelet peut s'interpréter de la façon suivante. Pour un film d'épaisseur  $e$ , la relation de dispersion des ondes de capillarité-gravité est donnée par (Lamb, 1993) :  $\omega^2 = (gk + \gamma k^3/\rho) \text{th}(ke)$ . Si  $e \ll \kappa^{-1}$  (ce qui est le cas dans nos expériences), la vitesse de phase  $c = \omega/k$  de ces ondes est donnée par  $c \approx \sqrt{ge}$  pour  $k \ll \kappa$ , par  $c \approx \sqrt{\gamma e/\rho} k$  pour  $\kappa \ll k \ll 1/e$  et par  $c \approx \sqrt{\gamma k/\rho}$  pour  $k \gg 1/e$ . Le point B (voir fig. 1), qui se déplace à la vitesse  $V_B = 28 \text{ cm s}^{-1}$ , est une perturbation qui va générer des ondes à la surface du film (Lamb, 1993). Ces ondes, qui sont stationnaires par rapport à la circonférence externe du bourrelet, ont une vitesse de phase égale à  $V_B$ . Comme  $\sqrt{ge} \approx 7 \text{ cm s}^{-1}$  et  $\sqrt{\gamma/\rho e} \approx 38 \text{ cm s}^{-1}$ , on a  $\sqrt{ge} < V_B < \sqrt{\gamma/\rho e}$  : les ondes générées sont donc du type « ondes capillaires en eau peu profonde » et le nombre d'onde  $\tilde{k}$  de ces ondes est donné par  $\tilde{k} \approx \sqrt{\rho/(\gamma e)} V_B$ . La longueur d'onde correspondante est  $\tilde{\lambda} = 2\pi/\tilde{k} \approx 4 \text{ mm}$ , en accord qualitatif avec les résultats de la figure 3. Notons toutefois que l'analyse ci-dessus assimile le bourrelet circulaire à un bourrelet unidimensionnel.

2) L'analyse de la section I prévoit une vitesse de démouillage (vitesse du point A, fig. 1) de l'ordre de  $\sqrt{\tilde{S}/\rho e} \approx 41 \text{ cm s}^{-1}$ . Cette vitesse est supérieure à la vitesse observée expérimentalement :  $V_A \approx 22 \text{ cm s}^{-1}$ . Cette différence est peut être due à dissipation d'énergie liée à l'émission des ondes. Une analyse plus détaillée de la vitesse de démouillage prenant en compte cette dissipation est en cours.

3) D'après l'analyse de la section III.1, des ondes ne peuvent être générées à la surface du film que si la vitesse externe du bourrelet (c'est-à-dire la vitesse du point B) est supérieure à  $\sqrt{g\bar{e}}$ . Dans le cas d'un support présentant une forte hystérésis, il a été observé que la vitesse de démouillage est fortement diminuée ce qui explique que les ondes décrites dans cette Note ne soient pas présentes. Cependant, le rôle précis de l'hystérésis reste à comprendre.

Nous remercions Jean-Yves Martin pour son aide précieuse dans la réalisation des expériences. Nous remercions C. Andrieu, P.-G. de Gennes et C. Sykes pour de nombreuses discussions sur le démouillage.

Note remise le 21 juillet 1995, acceptée après révision le 5 septembre 1995.

#### RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- C. ANDRIEU, *Thèse*, Université Paris-VI, 1995.  
P.-G. de GENNES, Wetting: Statics and Dynamics, *Rev. Mod. Phys.*, 57, 1985, p. 827-863.  
H. LAMB, *Hydrodynamics*, Cambridge University Press, 1993.  
L. D. LANDAU et E. M. LIFCHITZ, *Fluid Mechanics*, Pergamon Press, 1987.  
C. REDON, F. BROCHARD-WYART et F. RONDELEZ, Dynamics of Dewetting, *Physical Review Letters*, 66, 1991, p. 715-718.

F. B. : *Laboratoire de Physico-Chimie des Surfaces et Interfaces, Institut Curie, 11, rue Pierre-et-Marie-Curie, 75231 Paris Cedex 05, France;*

E. R. : *Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, URA CNRS 792, Collège de France, 75231 Paris Cedex 05, France;*

L. V. : *Rhône-Poulenc Industrialisation, CRIT Carrières, 85, avenue des Frères-Perret, BP n° 62, 69192 Sainte-Fons Cedex, France.*