

This article was downloaded by:

On: 28 January 2011

Access details: *Access Details: Free Access*

Publisher *Taylor & Francis*

Informa Ltd Registered in England and Wales Registered Number: 1072954 Registered office: Mortimer House, 37-41 Mortimer Street, London W1T 3JH, UK



## Physics and Chemistry of Liquids

Publication details, including instructions for authors and subscription information:

<http://www.informaworld.com/smpp/title~content=t713646857>

### Déformation de la surface libre d'une couche mince d'un liquide isolant sous l'action de forces électrostatiques: mise en évidence d'une déformation cellulaire

Ghâzi Sabra<sup>a</sup>; Jean Fornazero<sup>a</sup>; Guy Mesnard<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Laboratoire de Physique Electronique, Université Claude Bernard de Lyon, Villeurbanne, France

**To cite this Article** Sabra, Ghâzi, Fornazero, Jean and Mesnard, Guy(1976) 'Déformation de la surface libre d'une couche mince d'un liquide isolant sous l'action de forces électrostatiques: mise en évidence d'une déformation cellulaire', *Physics and Chemistry of Liquids*, 5: 2, 125 – 135

**To link to this Article:** DOI: 10.1080/00319107608084113

**URL:** <http://dx.doi.org/10.1080/00319107608084113>

PLEASE SCROLL DOWN FOR ARTICLE

Full terms and conditions of use: <http://www.informaworld.com/terms-and-conditions-of-access.pdf>

This article may be used for research, teaching and private study purposes. Any substantial or systematic reproduction, re-distribution, re-selling, loan or sub-licensing, systematic supply or distribution in any form to anyone is expressly forbidden.

The publisher does not give any warranty express or implied or make any representation that the contents will be complete or accurate or up to date. The accuracy of any instructions, formulae and drug doses should be independently verified with primary sources. The publisher shall not be liable for any loss, actions, claims, proceedings, demand or costs or damages whatsoever or howsoever caused arising directly or indirectly in connection with or arising out of the use of this material.

# Déformation de la Surface Libre d'une Couche Mince d'un Liquide Isolant sous L'action de Forces Electrostatiques

Mise en Evidence d'une Déformation Cellulaire

GHÂZI SABRA, JEAN FORNAZERO et GUY MESNARD

*Laboratoire de Physique Electronique, Université Claude Bernard de Lyon,  
69621 Villeurbanne, France*

*(Received November 1, 1975)*

On analyse sommairement deux types de déformation de la couche déposée sur une plaquette substrat: - indirecte sous l'influence de charges fixes présentes sous le substrat isolant; - directe en apportant des charges sur la surface libre du liquide, le substrat étant conducteur. On montre qu'il est possible d'obtenir dans ce dernier cas une déformation périodique dans les deux dimensions. On précise en particulier la déformation dite "cellulaire", avec illustration expérimentale.

Two kinds of deformation of the layer deposited on a substrate plate are briefly analyzed: - the indirect one under the influence of fixed charges present under the insulating substrate; - the direct one, by introducing charges on the free surface of the liquid, the substrate being conducting. The possibility of obtaining in the second case a deformation periodical in the two dimensions is shown. A particular deformation, the "cellular" one, is stated more precisely, with experimental illustrations.

## 1 INTRODUCTION

Dans le cadre d'une étude des phénomènes électrodynamiques dans les liquides, nous avons étudié la déformation de la surface libre d'une couche mince d'un liquide isolant déposé sur une plaque substrat horizontale, sous l'action de forces électrostatiques. De telles déformations ont déjà été envisagées et ont trouvé des applications importantes, notamment dans les tubes "Light valve tube" et "Eidophore" pour moduler la lumière en vue de former des images sur grand écran cinématographique.<sup>1</sup>

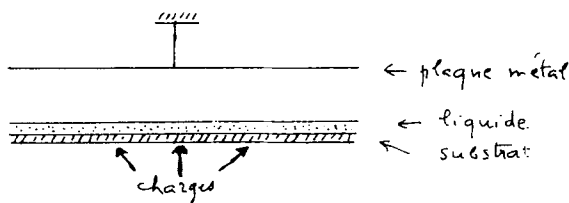


FIGURE 1

Nous nous proposons de classer ces déformations en deux types, que nous appellerons déformation "indirecte" et déformation "directe", respectivement utilisées dans les deux dispositifs à images cités, et de décrire un nouveau type de déformation directe. Nous ne considérons ici que les états d'équilibre.

## 2 DÉFORMATION INDIRECTE

On crée un champ électrique  $E$  non uniforme dans la couche. Pour cela on utilise un substrat isolant formé d'une plaquette très mince. La charge électrique est déposée sur sa face inférieure. Au-dessus du liquide qui recouvre la face supérieure de la plaquette, on peut placer une plaque métallique auxiliaire reliée à la masse, pour orienter les lignes de champ perpendiculairement à la surface libre du diélectrique liquide (Figure 1).

On peut considérer les forces électrostatiques comme résultant de deux contributions:<sup>2</sup>

(1) Le diélectrique liquide présente des régions où le champ est faible et des régions où le champ est fort (d'après la distribution des charges). Compte tenu de l'existence de forces diélectrophorétiques, on doit alors faire intervenir dans le liquide une pression  $P_{11}(E)$  différente de la pression  $P_{11}(0)$  là où le champ est nul. Le calcul<sup>3</sup> donne

$$P_{11}(E) = P_{11}(0) + \frac{1}{2} E_1^2 \frac{\partial \epsilon}{\partial \tau} \tau_0,$$

où  $\epsilon$  désigne la permittivité du diélectrique liquide,  $\tau$  sa densité en présence du champ  $E_1$ ,  $\tau_0$  la densité en l'absence de champ.

(2) Par ailleurs, la traversée de la surface libre donne lieu à une variation de permittivité; il y a par suite à faire intervenir des forces dirigées vers le milieu de plus faible permittivité, qui correspondent à une pression supplémentaire  $P_{21}(E)$  dans le liquide. Si l'atmosphère gazeuse a pour permittivité  $\epsilon_0$ , le calcul<sup>2,4</sup> donne

$$P_{21}(E) = \frac{1}{2} (\epsilon - \epsilon_0) [E_t^2 + \frac{\epsilon}{\epsilon_0} E_n^2],$$

$E_t$  et  $E_n$  étant les composantes tangentiel le et normale du champ dans le gaz. Nous supposons dans notre cas la composante tangentielle négligeable par rapport à la composante normale.

Il y a par ailleurs une variation de pression à la traversée de la surface libre due à la courbure de la surface libre avec une tension superficielle  $A$ . En prenant un axe  $Oz$  perpendiculaire à la couche (vertical dirigé vers le haut), soit  $z = z(x, y)$  l'équation de la surface libre; la différence de pression entre le liquide et le gaz est  $-A\Delta z$ , où  $\Delta z$  désigne le Laplacien. On a donc finalement, si  $P_v$  est la pression, constante, dans l'atmosphère gazeuse et en négligeant les forces de pesanteur,

$$P_{11}(E) + P_{21}(E) - P_v = -A\Delta z.$$

Or  $P_v$  est égal à  $P_{11}(0)$ , aucune déformation n'intervenant là où le champ est nul; on a donc

$$\frac{1}{2} E_1^2 \frac{\partial \epsilon}{\partial \tau} \tau_0 + \frac{1}{2} (\epsilon - \epsilon_0) \frac{\epsilon}{\epsilon_0} E_n^2 = -A\Delta z$$

ou, en tenant compte de ce que  $\epsilon E_1 = \epsilon_0 E_v$  (continuité de la composante normale du déplacement électrique)

$$\frac{1}{2} E_n^2 \left[ \left( \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \right)^2 \frac{\partial \epsilon}{\partial \tau} \tau_0 + \frac{\epsilon}{\epsilon_0} (\epsilon - \epsilon_0) \right] = -A\Delta z \text{ ou } \frac{1}{2} E_1^2 \left[ \frac{\partial \epsilon}{\partial \tau} \tau_0 + \left( \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^2 (\epsilon - \epsilon_0) \right] = -A\Delta z,$$

équations dans lesquelles  $E_n$  et  $E_1$  sont des fonctions de  $x$  et  $y$ .

Si l'équation de Clausius-Mosotti est valable pour le diélectrique liquide, on peut prendre<sup>3</sup>

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial \tau} \tau_0 = \frac{(\epsilon - \epsilon_0)(\epsilon + 2\epsilon_0)}{3\epsilon_0}$$

d'où

$$\frac{1}{2} E_n^2 (\epsilon - \epsilon_0) \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \left[ 1 + \left( \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \right)^3 \frac{\epsilon + 2\epsilon_0}{3\epsilon_0} \right] = -A\Delta z \tag{1}$$

ou

$$\frac{1}{2} E_1^2 (\epsilon - \epsilon_0) \left[ \frac{\epsilon + 2\epsilon_0}{3\epsilon_0} + \left( \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^3 \right] = -A\Delta z.$$

En général le second terme de la quantité entre crochets de (1) est nettement inférieur à l'unité et on a sensiblement

$$\frac{1}{2} E_n^2 (\epsilon - \epsilon_0) \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = -A\Delta z$$

ou

$$\frac{1}{2} E_1^2 (\epsilon - \epsilon_0) \left( \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^3 = -A \Delta z$$

Ceci revient à dire que  $P_{11}(E) - P_{11}(0)$  est négligeable par rapport à  $P_{21}(E)$ .

En faisant intervenir les rayons de courbure principaux  $R$  et  $R'$  de la surface libre, on a alors ( $R$  et  $R'$  étant positifs si la concavité est vers le bas)

$$\frac{1}{2} E_n^2 (\epsilon - \epsilon_0) \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = A \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right).$$

Pour  $R = R'$ , il vient

$$R = \frac{4 A \epsilon_0}{E_n^2 (\epsilon - \epsilon_0) \epsilon},$$

où nous rappelons que  $E_n$  est le champ dans le gaz.

### 3 DÉFORMATION DIRECTE

On dépose les charges directement sur la surface libre du liquide, le substrat conducteur étant relié à la masse. Soit  $\sigma$  la densité de charge fonction de  $x$  et  $y$ . Il en résulte une pression d'origine électrostatique  $P_E$  à l'intérieur du liquide, s'ajoutant à la pression ordinaire  $P_l$ . Les forces de tension superficielle créent d'autre part une surpression à l'intérieur du liquide égale à  $-A \Delta z$ . En définitive la différence de pression entre le liquide et la vapeur, en négligeant les forces de pesanteur, est

$$P_l - P_v = P_E - A \Delta z.$$

$P_l - P_v$  est une constante égale à la valeur  $P_{Ei}$  de  $P_E$  aux points où la surface a une courbure totale nulle (puisqu'alors  $\Delta z = 0$ ) et on peut écrire

$$P_{Ei} - P_E = -A \Delta z = A \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right).$$

Si la déformation est faible, la surface libre restant sensiblement horizontale, on peut envisager de prendre pour  $P_E$  l'expression classique de la pression électrostatique  $P_E = \sigma^2 / 2\epsilon$ . Le champ dans le liquide étant  $E_l = \sigma / \epsilon$ , on a aussi  $P_E = \epsilon E_l^2 / 2$  ou encore  $P_E = \epsilon V_s^2 / 2z^2$  en introduisant le potentiel de surface  $v_s$  et l'épaisseur de la couche  $z$ , fonctions de  $x$  et de  $y$ . De toutes façons, quand la déformation s'amorce à l'instant zéro après dépôt de  $\sigma$  cette expression est valable.

Dans la mesure où les charges déposées sur la surface ont une certaine mobilité, il y a une tendance à la constance de  $V_s$  partout. Si d'autre part les points à courbure totale nulle sont tout près du substrat conducteur, on a



FIGURE 2

presque partout  $P_E \ll P_{E_i}$ , ce qui conduit pour déterminer la fonction  $z(x, y)$  à l'équation approchée

$$A\Delta z + P_{E_i} = 0$$

où l'on peut prendre sensiblement  $P_{E_i} = \epsilon V_i^2 / 2z_i^2$ ,  $V_i$  et  $z_i$  désignant le potentiel de surface et l'épaisseur là où la courbure totale est nulle.

On tend alors à avoir  $R' = R$ , ce qui conduit à une surface sphérique de rayon  $R = 2/P_{E_i} = 4z_i^2/\epsilon V_i^2$ . En représentant la déformation avec une seule dimension  $x$ , on a le profil représenté sur la Figure 2. Dans la réalité, l'ensemble de la surface libre est formé d'un grand nombre de calottes sphériques plus ou moins jointives ayant le rayon de courbure précédent; c'est ce que nous appelons la déformation "cellulaire". Nous nous sommes proposés de mettre en évidence ce type de déformation encore peu connu.

#### 4 ETUDE EXPÉRIMENTALE

La déformation directe a été étudiée sur divers liquides isolants, huiles et polymères, avec des conductivités électriques et des viscosités très variables. Pour introduire les charges nous avons fait appel à deux techniques.

La première consiste à utiliser un pinceau ou un faisceau électronique. L'opération se fait normalement sous vide, mais nous avons pu aussi opérer dans l'air en utilisant un filament émissif chauffé en platine recouvert de zirconate de baryum<sup>5</sup>. Il intervient dans ce cas à la fois des électrons et des ions car le gaz ambiant s'ionise. Les charges excédentaires disparaissent par émission secondaire, par écoulement latéral ou par écoulement à travers le liquide, lorsqu'on est dans un régime stable. Il convient de faire en sorte que le filament émissif soit assez éloigné de la surface libre, afin d'éviter l'échauffement du liquide.

La deuxième, beaucoup plus commode, a été particulièrement utilisée. On opère directement dans l'air avec une pointe placée au-dessus du liquide. En appliquant une tension suffisante entre la pointe et le substrat, une décharge se produit. On peut aussi utiliser un balai. On obtient la déformation pour les deux polarités de la tension.

Dans tous les cas on peut pratiquement négliger l'influence de la pression cinétique des particules. On envoyait un flux de charge assez uniforme sur la surface du liquide; en fait elle diminue progressivement lorsqu'on s'éloigne du centre de symétrie.

En apportant les charges dans l'air sous pression réduite, on a pu observer des phénomènes annexes intéressants sur la conduction dans l'air et aussi dans le liquide isolant. Le courant traverse normalement la couche avec limitation par la charge d'espace. Le courant peut aussi être limité par la charge d'espace dans l'air lorsque la tension est relativement faible; ce très faible courant permet encore de charger la couche.

On a pu aussi observer un effet thyatron dû au liquide. Quand on applique la tension, une charge commence à s'accumuler à la surface du liquide, le potentiel de la surface augmente, de sorte qu'à un certain moment la décharge dans l'air s'arrête. Mais, la charge s'écoulant progressivement à travers le liquide, la décharge reprend pour un autre potentiel et les phases précédentes se succèdent à nouveau.

En appliquant une tension alternative, toujours avec la cathode au zircone, on observe quand la décharge a lieu l'effet redresseur classique, avec existence d'un seuil; il y a d'ailleurs un décalage du courant sur la tension.

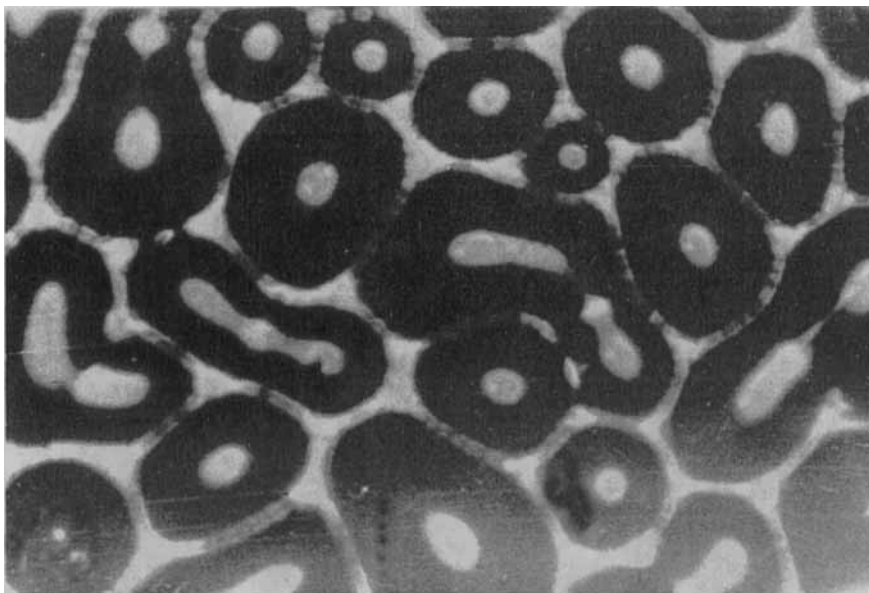
## 5 RÉSULTATS

La surface libre recevant les charges uniformément, rien d'important ne se passe tant qu'on n'a pas atteint un seuil, que l'on peut caractériser par une certaine différence de potentiel à travers la couche. Le phénomène de déformation se déclenche alors; la surface tend à se déformer de façon périodique dans l'espace, mais les conditions locales n'étant pas partout les mêmes, la déformation n'est pas régulière. Elle devient plus régulière lorsque la tension augmente et la structure cellulaire est obtenue. C'est en faisant la décharge avec une pointe que le phénomène est le plus aisément observé, avec des couches de quelques dixièmes de mm d'épaisseur par exemple.

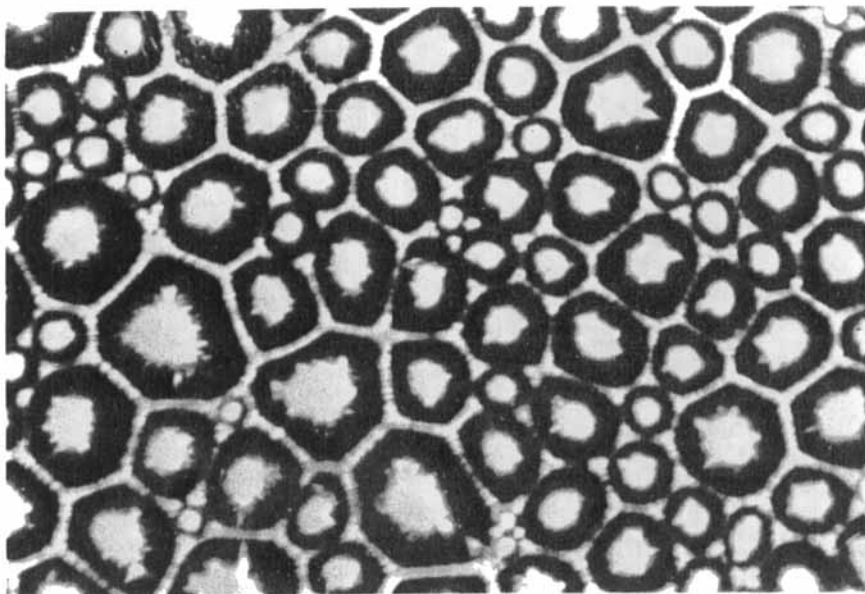
On arrive en principe à une symétrie d'ordre 6 autour de chaque cellule. Celles-ci deviennent de plus en plus petites au fur et à mesure que la tension croît. Elles finissent par faire place à de petites lentilles pratiquement indépendantes entre lesquelles il y a très peu de liquide, avec toujours la symétrie d'ordre 6. Il convient de signaler qu'en même temps que se développent ces déformations, le liquide tend à s'étaler de plus en plus (si l'on est parti d'une goutte déposée sur une plaque), les forces de répulsion électrostatique l'emportant sur les forces de tension superficielle et les forces de viscosité qui tendent à limiter l'étendue de la couche liquide.

Les photographies 1, 2, 3 et 4 donnent quelques aspects caractéristiques obtenus à la pression atmosphérique pour des tensions croissantes. Elles ont été obtenues au microscope avec une source de lumière quasiparallèle; le liquide donne alors des effets de lentilles, ce qui explique l'obtention de zones plus lumineuses correspondant aux foyers (Figure 3).

Les photographies 5 et 6 montrent l'influence de la non uniformité de la

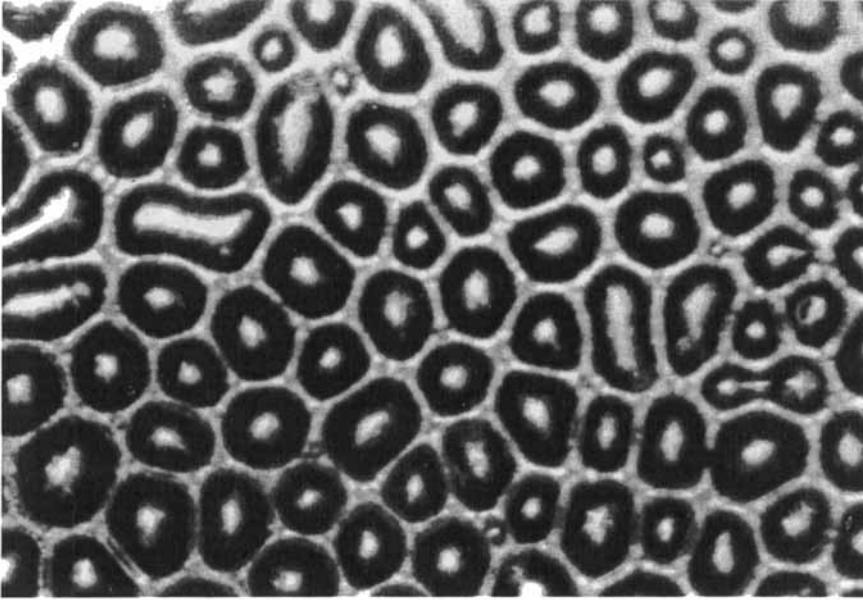


PHOTOGRAPHIE 1

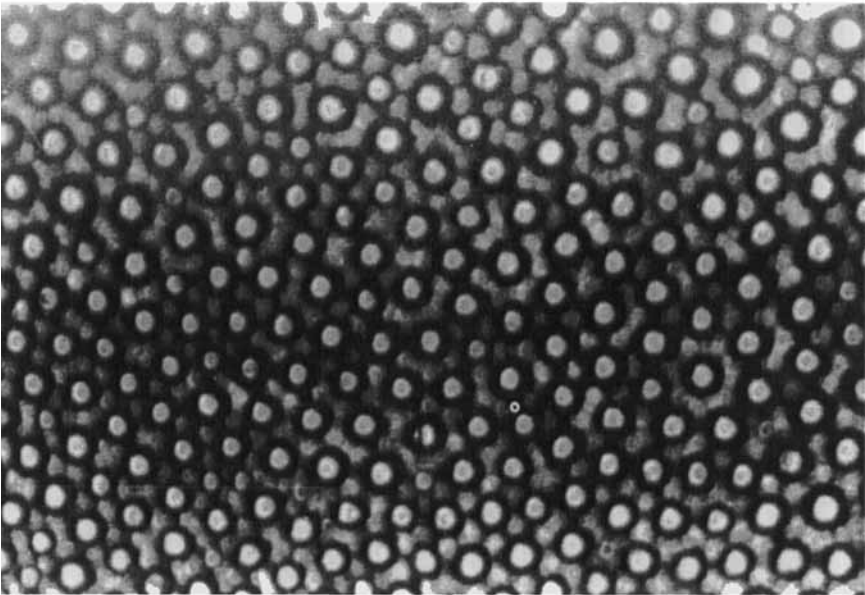


PHOTOGRAPHIE 2





PHOTOGRAPHIE 3



PHOTOGRAPHIE 4

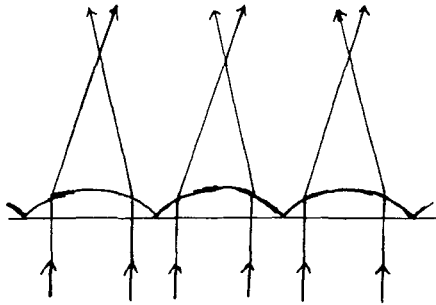
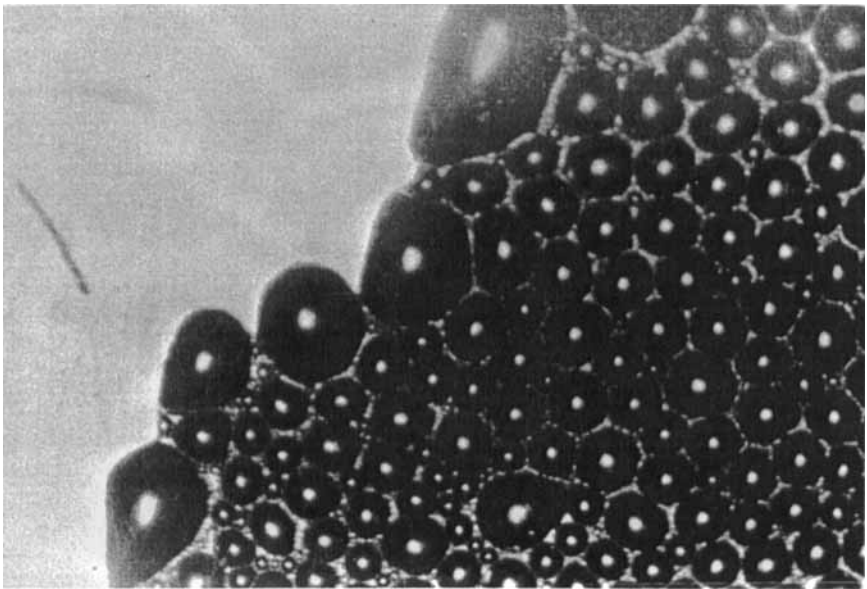
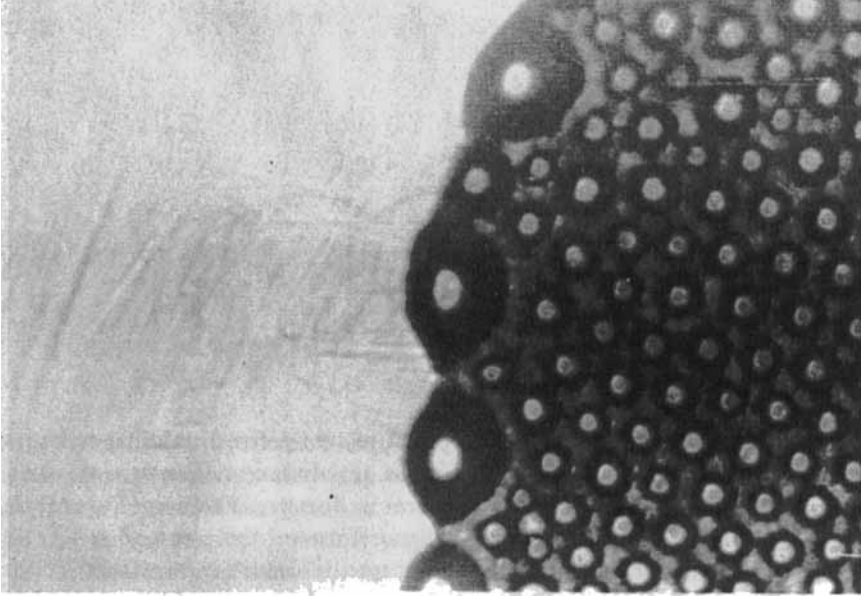


FIGURE 3

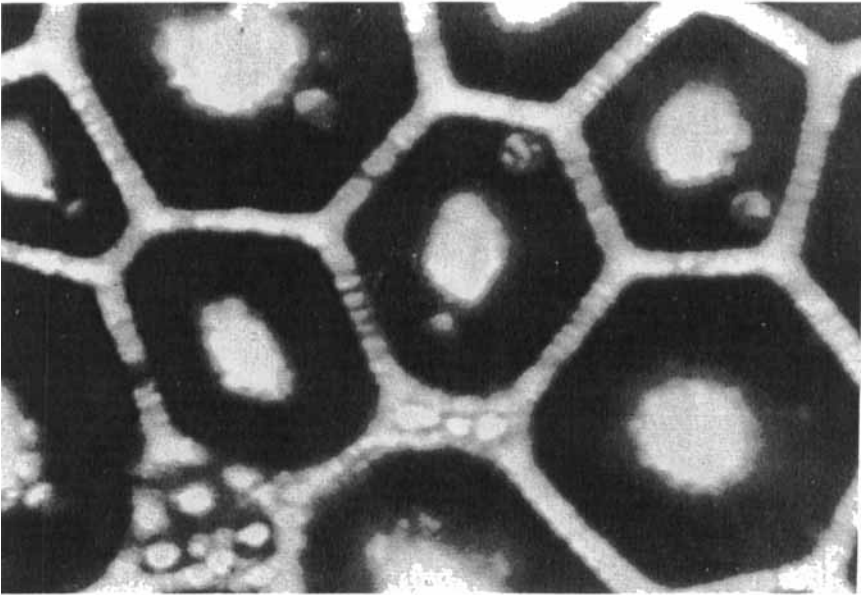
charge. Sur le bord d'une goutte le potentiel tend à être plus faible et d'autre part l'épaisseur est un peu plus grande, ce qui donne un diamètre plus élevé des cellules. La photographie 7 montre à un fort grossissement l'aspect des cellules; elles sont limitées par des lignes formant des pentagones ou des hexagones (surtout des hexagones pour une déformation régulière), résultant de l'interaction entre cellules voisines dont chacune tend à être sphérique (avec le même diamètre).



PHOTOGRAPHIE 5



PHOTOGRAPHIE 7



PHOTOGRAPHIE 6

**Références**

1. E. Baumann, *J. Soc. Mot. Pict. Telev. Engrs* **60**, 337 (1953).  
W. E. Glenn, *J. Appl. Phys.* **30**, 1870 (1959).  
R. W. Gundlach et C. J. Claus, *Photogr. Sc. and Engin.* **7**, 14 (1963).  
P. J. Cressman, *J. Appl. Phys.* **34**, 2327 (1963).
2. Cf., par exemple, E. Durand, *Electrostatique*, Masson, Paris, 1966, Tome III, Ch. III.
3. D. Daba, *J. Phys. D (G. B.)* **7**, 1458 (1974).
4. T. B. Jones, *J. Appl. Phys.* **45**, 1487 (1974).
5. D. Macnair, *Rev. Sci. Instr.* **38**, 124 (1967).