Zeitschrift: Mémoires de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles
Herausgeber: Société Vaudoise des Sciences Naturelles
Band: 11 (1955-1956)
Heft: 2

Artikel: Propriétés électriques et structure de lames minces d'argent
Autor: Borel, Jean-Pierre
Kapitel: 7: Conclusion
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-257486

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 15.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Remarque.

La dimension moyenne $\bar{L}$ des cristallites ayant produit la diffraction se calcule par la formule (7)

$$\beta_{\measuredangle} = K \frac{\lambda}{L} \cdot \cos \theta \tag{33}$$

où $\beta_{\measuredangle}$ est l'élargissement angulaire du faisceau et K une constante qui dépend du plan cristallin. Pour le plan (111) elle vaut 1.

Septième partie

Conclusion

Au début de ce travail, nous avons étudié théoriquement la structure et le comportement des lames minces cristallines. Moyennant certaines hypothèses, nous avons écrit une condition de stabilité thermodynamique. La discussion de cette équation a fait apparaître quelques faits importants que nous allons comparer aux données expérimentales.

1. Les structures discontinues observées au microscope électronique sont conformes aux prévisions. On constate effectivement *un état granulaire aux très faibles épaisseurs puis un état caractérisé par des plages étendues de substance séparées les unes des autres par un espace vide assez régulier* (qui correspond à la grandeur S_m). Nous les avons comparées à des mosaïques.

C'est bien là en effet l'image qu'elles évoquent, plutôt que celle de grains.

2. Il existe effectivement une épaisseur où les lames deviennent compactes. Nous avons rencontré théoriquement une zone «d'incertitude» voisine de cette épaisseur et caractérisée par le fait que la dimension des agglomérats dans le plan du support devient brusquement infinie. En réalité, il apparaît dans un très faible domaine d'épaisseur compris entre les lames discontinues et les lames compactes, une structure poreuse filiforme.

3. L'effet thermique irréversible mesuré par voie électrique ou observé au microscope électronique est parfaitement conforme à ce qu'on pouvait attendre théoriquement. En outre, la production de cet effet dans le microscope même a permis *de contrôler l'existence d'un transfert de substance par l'intermédiaire du support.*

4. Les mesures de résistivité, aussi bien que les observations directes de structures semblent indiquer que pour une valeur donnée de l'épaisseur équivalente, on peut observer des lames minces dans différents états selon la vitesse d'évaporation qui a été utilisée pour leur formation. Il est possible que l'hypothèse de l'invariance de S_m par rapport à (a) et (b) soit la cause de cette divergence. Il est possible aussi que l'état ou les états incriminés soient hors équilibre (dans le sens où ce mot a été utilisé dans ce travail). Remarquons qu'il est théoriquement facile d'introduire une fonction $S_m = F(T, a, b)$ en s'inspirant des travaux de KELVIN sur la tension de vapeur des gouttes. Toutefois on est vite conduit à des calculs inextricables lorsqu'on recherche la condition d'équilibre.

5. En appliquant les formules 24''' et 25' à une lame «rapide» (type a) dont l'épaisseur est voisine de la valeur critique où les lames deviennent poreuses (< 10 mμ) on trouve une valeur de $\alpha_2 + \alpha_{12} - \alpha_1$ raisonnable (un peu supérieure à 1).

6. Comme il est impossible actuellement de mesurer l'épaisseur réelle des lames minces (page 66) on ne peut pas vérifier expérimentalement la formule 25.

7) Il a été supposé que chaque agglomérat était un cristal de forme géométrique donnée. En réalité la forme est assez variable et il est évident que les agglomérats étendus ne constituent pas un «unicristal» (ce qui justifie certaines hypothèses simplificatrices).

8. La théorie des dépôts solides ne s'applique pas exclusivement aux lames minces. S'il existe des cas où S_m prend une valeur importante, on doit observer les mêmes structures pour des couches «épaisses». Nous avons effectivement constaté qu'une lame d'argent de 100 mμ déposée sur du caoutchouc transparent de 2 μ laisse encore passer une quantité appréciable de lumière (plus particulièrement dans le rouge). C'était le signe évident d'une structure discontinue, puisqu'une lame compacte de cette épaisseur est absolument opaque. A la suite de cette observation, nous avons réalisé des photographies au microscope optique de dépôts ayant 50 mμ et 150 mμ.

On constate effectivement les mêmes types de structure que pour l'argent sur collodion, mais à une toute autre échelle, car ici S_m vaut 2,5 μ environ (v. fig. 25 et 26).

D'une manière générale, les prévisions théoriques sont bien confirmées par l'expérience. Il faut aussi remarquer que l'ac-

cord est bon entre les observations microscopiques et les données des mesures électriques.

Par exemple l'écart à la loi d'Ohm peut être pris comme critère de discontinuité. La reproductibilité des mesures est assez bonne, cela tient au fait que les conditions de vide dont nous disposons en laboratoire sont satisfaisantes. Il serait toutefois souhaitable de les améliorer encore.

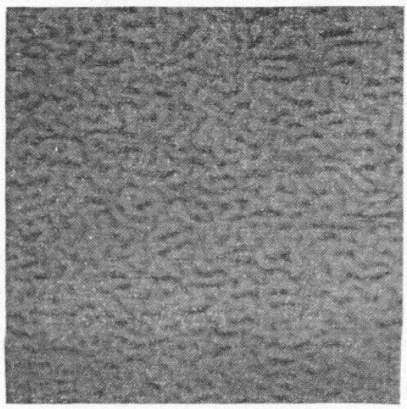

FIG. 25.
Lame de 50 mμ photographiée par transparence
Grossissement 400 fois.

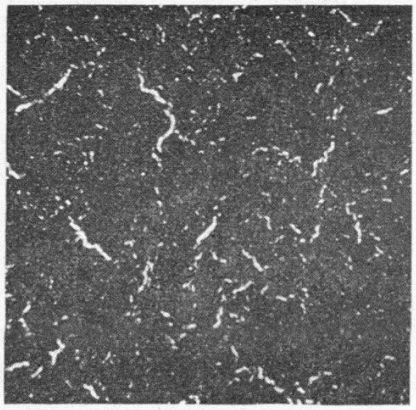

FIG. 26.
Lame de 150 mμ photographiée par transparence
Grossissement 100 fois.

Des recherches toutes récentes faites aux U. S. A. ont montré qu'on pouvait atteindre un vide « ultra poussé » de l'ordre de 10^{-10} mm Hg dans une enceinte non scellée, et sans utiliser de getters ni même de condensateur à air liquide.

Un procédé utilisant le phénomène d'adsorption gazeuse pour le pompage aussi bien que pour la mesure de la pression a donné d'excellents résultats (1).

On peut donc envisager sans être accusé d'un optimisme excessif que l'étude des lames minces prendra bientôt un nouvel essor et qu'on pourra approfondir nos connaissances dans ce domaine, en travaillant dans des conditions quasi idéales.

Il sera alors utile de connaître l'épaisseur équivalente avec une plus grande précision, ce qui ne sera sans doute pas chose facile.

DE L'UTILITÉ PRATIQUE DES LAMES MINCES MÉTALLIQUES ET SEMI-CONDUCTRICES.

La question que se pose fatalement un spécialiste des courants faibles est de savoir si les lames minces métalliques ou semi-conductrices peuvent avoir une utilité pratique. La réponse est affirmative.

1. Chaque fois qu'un problème d'amplification se heurte à des questions de « bruit de fond », on peut employer avec succès les dépôts métalliques minces en lieu et place des habituelles résistances en charbon. Il faut réaliser pour cela une lame à structure continue.

2. On peut utiliser comme élément non linéaire les lames discontinues (dont les caractéristiques tension-courant sont incurvées). L'argent n'entre évidemment pas en ligne de compte, car l'écart à la loi d'Ohm y est trop petit pour avoir un intérêt pratique. Les lames d'aluminium ou de silicium sont beaucoup plus intéressantes à ce point de vue. *Des couches de carbone ont également été étudiées* (5).

MM. Perrot et A. Blanc-Lapierre ont étudié le pouvoir détecteur des lames minces qu'ils ont trouvé être invariant à quelques % près entre 50 cycles/sec et 10 000 cycles/sec (10).

Selon ces auteurs, la détection passe par un maximum pour une valeur donnée de la polarisation continue.

3. La valeur importante de $[\alpha_{rev}]$ des lames discontinues ayant subi l'effet thermique irréversible pourrait permettre leur emploi dans certains problèmes de mesures de température.

4. Une quantité d'applications sont aujourd'hui trop courantes pour qu'il vaille la peine d'en parler ici. D'autres encore sont à l'étude dans les laboratoires spécialisés (notamment au laboratoire de physique de notre Ecole Polytechnique).

Une connaissance toujours plus approfondie de la physique des lames minces conditionne bien entendu la découverte de nouveaux champs d'applications.

Remerciements.

Nous ne voudrions pas terminer sans remercier tous ceux qui ont collaboré d'une manière ou d'une autre à ce travail.

En premier lieu M. le professeur Mercier, pour l'intérêt qu'il n'a cessé de porter à nos recherches et pour ses précieux conseils.

M. le professeur Extermann qui nous a permis de travailler au Centre de microscopie électronique de l'Université de Genève.

M. Kellenberger dont l'aide nous a été précieuse.

Nos parents, collègues et amis pour leur appuis incessant.

TABLE DES NOTATIONS

E . . .	Champ électrique
V . . .	Tension électrique
I . . .	Courant électrique
σ . . .	Résistivité superficielle à champ constant
$\varepsilon = \frac{\Delta \sigma}{\sigma}$.	Ecart à la loi d'OHM
α rev. .	Coefficient thermique de résistance
t . . .	Température en °C T température absolue
τ . . .	Temps
e_0 . . .	Epaisseur équivalente (e_{0c} : valeur critique de e_0)
e_r . . .	Epaisseur réelle
e . . .	Energie de liaison entre deux particules voisines
e_d . . .	Energie de liaison entre deux particules diagonales
δ . . .	Distance réticulaire
n . . .	Nombre d'agglomérations par cm² de support
V_2 . . .	Volume de la phase 2
V_{2m} . .	Volume molaire de la phase 2
R' . . .	Rayon de courbure de la surface des tensions
r . . .	Rayon de courbure d'une surface quelconque
R . . .	Rayon de courbure d'une surface de référence
r_i et r_e .	Rayon limitant la couche limite intérieurement et extérieurement
P . . .	Pression
μ_2 . . .	Potentiel chimique de la phase 2
x_2 . . .	Distance comprise entre la surface des tensions et la limite de la phase condensée
$\varkappa$ . . .	Facteur de compressibilité
Γ_i . . .	Adsorption molaire à la surface (i) d'aire A_i
α_i . . .	Tension superficielle à la surface (i)
F . . .	Energie libre
f . . .	Energie libre superficielle
β, θ . .	Angles
h, k, l, i, j	Nombres entiers
λ . . .	Longueur d'onde
$\overline{L}$ . . .	Grosseur moyenne des cristallites
S . . .	Distance entre deux agglomérats
S_m . . .	Valeur maximum de S
W . . .	Travail
N' . . .	Nombre total de particules dans un cristal
N . . .	Nombre d'Avogadro
m . . .	Masse (en moles)
d, b, d .	Longueurs
h_i . . .	Longueurs dans le cristal de Wulff
η . . .	Nombre positif petit par rapport à 1.

SYMBOLISME

Utilisé pour les dérivations partielles : ∂
Utilisé pour les dérivations : d
Utilisé pour les variations infinitésimales : δ
Utilisé pour les variations finies : Δ
Utilisé pour les sommations : Σ

TABLE DES PRINCIPALES CONSTANCES PHYSIQUES DE L'ARGENT MASSIF

Numéro atomique		47
Poids atomique		107,88
Volume atomique		10,27 cm^3/atome gr.
Densité		10,5
Module d'élasticité		7,7 dyne/cm^2 . 10^{11}
Résistivité électrique		1,629 . 10^{-6} Ω . cm à 20° C
Coefficient de température de la résistivité électrique		3,8 ‰ par ° C
Conductivité thermique		0,974-1,006 cal/cm sec à 18° C
Chaleur spécifique :	0° C	0,0557 cal/gr
	20° C	0,0558 cal/gr
	100° C	0,0564 cal/gr
Chaleur de fusion		21,07 cal/gr
Point de fusion		960,5° C
Tension de vapeur		760 mm Hg à 1948° C
		1 mm Hg à 1218° C
		10^{-3} mm Hg à 837° C
Tension superficielle		à 970° C (liquide) 800 dyne/cm
Dilatation linéaire		18,8 . 10^6 par °C (à 20° C)

Indice de réfraction n — Indice d'absorption k
Réflexion R %, en fonction de la longueur d'onde λ

λ	n	k	(n.K)	R %
0,226	1,41	0,75	1,11	18
0,332	0,41	1,61	0,65	32
0,500	0,17	17,1	2,94	93
0,589	0,18	20,6	3,64	95
0,750	0,17	30,7	5,16	97

Réseau cristallin cubique à faces centrées : $\delta = 4{,}0776$ A