

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: IV: Mesures électriques
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: 14.01.2026

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

Nous calculons les épaisseurs équivalentes en admettant une densité de $10,5 \text{ g/cm}^3$ pour l'argent. Les quelques mesures optiques qui ont été faites justifient d'ailleurs l'emploi de cette valeur (aux erreurs expérimentales près). En pratique, il n'était pas toujours possible, pour des raisons d'encombrement, d'introduire la microbalance dans l'enceinte à vide en même temps que les différents supports destinés à l'étude des lames minces. On procédait alors par substitution en réalisant dans les mêmes conditions un second dépôt sur la balance seule. Toutes choses étant gardées constantes (masse totale d'argent évaporée, distances, vitesses d'évaporation), il n'y a aucune raison que l'épaisseur ainsi mesurée ait une valeur incorrecte.

QUATRIÈME PARTIE

Mesures électriques

DÉFINITIONS ET CONVENTIONS.

Connaissant le quotient $\frac{V}{I}$, on peut déterminer la grandeur spécifique σ par la formule :

$$(27) \quad \frac{V}{I} = \sigma \frac{d}{a}$$

(a et d sont définis à la figure 14).

Pour les lames minces n'obéissant pas à la loi d'OHM, σ est une fonction du champ électrique $E = \frac{V}{d}$ appliqué entre les électrodes. On l'appelle alors :

résistivité superficielle à champ constant.

La puissance dissipée par unité de surface vaut :

$$(28) \quad P_s = \frac{E^2}{\sigma}$$

Dans les mesures que nous avons faites pour déterminer la valeur de σ en fonction de l'épaisseur équivalente, nous avons choisi

$$E = c^{te} = 100 \text{ V/cm}$$

On a dans ces conditions :

TABLEAU I

$E = 100 \text{ V/cm}$:

$\sigma = 10^6 \Omega$	$P_s = 10^{-2} \text{ W/cm}^2$
$\sigma = 10^7 \Omega$	$P_s = 10^{-3} \text{ W/cm}^2$
$\sigma = 10^8 \Omega$	$P_s = 10^{-4} \text{ W/cm}^2$
$\sigma = 10^9 \Omega$	$P_s = 10^{-5} \text{ W/cm}^2$
$\sigma = 10^{10} \Omega$	$P_s = 10^{-6} \text{ W/cm}^2$

Nous avons déjà parlé de l'abondante terminologie utilisée pour désigner les différents états des lames minces.

Elle se justifie par un certain nombre de faits en dehors même de toute observation microscopique.

Celle-ci est cependant indispensable si l'on veut attribuer à ces expressions une signification précise et correcte.

Nous verrons par la suite que les lames dont la résistivité décroît lorsque le champ électrique augmente sont constituées par de petits agglomérats métalliques séparés les uns des autres. Nous les appellerons, en anticipant un peu, *lames discontinues*, par opposition aux *lames continues* (poreuses ou compactes).

RÉSISTIVITÉ, ÉPAISSEUR ET VITESSE DE FORMATION.

Nous donnons à la figure 16 les différentes valeurs de la résistivité superficielle qui ont été relevées au cours de nos recherches. Les points rapportés sur ce diagramme n'occupent pas n'importe quelle position dans le plan $\sigma - e_0$, mais appartiennent à trois courbes bien distinctes : (a, b et c).

La vitesse de formation était tout à fait quelconque entre $1 \text{ m}\mu/\text{min.}$ et $200 \text{ m}\mu/\text{min.}$ (v. tableau II). Il ne nous a pas été possible de la faire varier davantage. Nous étions limités par les performances mêmes de notre installation et par le rayonnement infrarouge de l'évaporateur qui empêchait les opérations très lentes, sous peine d'échauffement prohibitif. La température du support était de $19,5^\circ \text{ C} \pm 1,5^\circ \text{ C}$.

La vitesse d'évaporation détermine la position de σ sur l'une ou l'autre des courbes dont nous avons parlé.

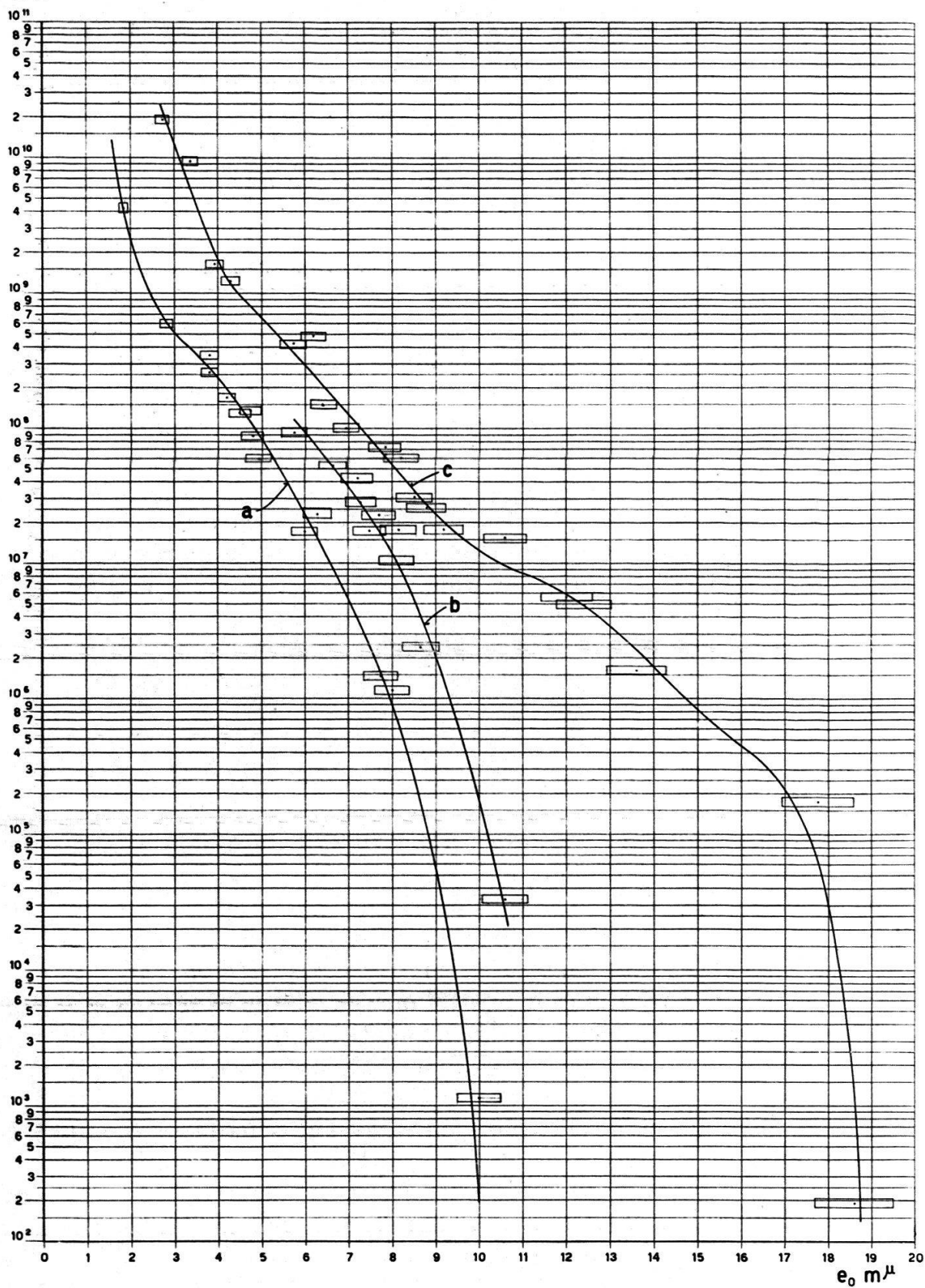
$\sigma\Omega$ 

FIG. 16. — Evolution sous champ électrique nul.

TABLEAU II

<i>Domaine d'épaisseur</i> mμ	<i>Vitesse de formation</i> mμ/min
$2 \leq e_0 < 4$	2
	3,5
	18
	20
	30
	124
$4 \leq e_0 < 6$	1,4
	1,8
	2,7
	5,5
	17
	43
$6 \leq e_0 < 7$	50
	63
	4
	10
	14
	18
$7 \leq e_0 < 9$	37
	55
	5,6
	7,5
	12
	15
$9 \leq e_0 < 11$	20
	34
	35
	35
	40
	49
$11 \leq e_0 < 19$	50
	80
	3,5
	15
	22
	50
	60
	5
	6,2
	20
	27
	27
	35
	177

A titre d'exemple, pour des couches de 7 à 9 m μ on a environ :

TABLEAU III

Vitesse de formation	Courbe
$> 50 \text{ m}\mu/\text{min}$	<i>a</i>
comprise entre 15 m μ /min et 50 m μ /min	<i>b</i>
$< 15 \text{ m}\mu/\text{min}$	<i>c</i>

Ces chiffres ne sont que des ordres de grandeurs, car les domaines de vitesses pour lesquelles σ est sur *a*, *b* ou *c* dépendent beaucoup des conditions expérimentales : température, qualité du vide, nature des gaz résiduels, état de dégazage du support.

D'autre part, les valeurs instantanées $\frac{d e_0}{d \tau}$ étant difficilement mesurables, nous nous sommes bornés dans la plupart des cas à déterminer la valeur moyenne $\left| \frac{e_0}{\Delta \tau} \right|$. Celle-ci ne caractérise qu'assez imparfaitement une évaporation. Nous avons constaté par des mesures à la microbalance que dans nos conditions de travail $\frac{d e_0}{d \tau}$ est sensiblement constant, sauf au tout début de l'opération. Il est possible que ce fait ait une certaine importance.

Il semble peu probable que la répartition de la résistivité sur trois courbes dans le plan $\sigma - e_0$ soit due à des circonstances fortuites ou encore à une particularité de notre mode opératoire.

*De toute manière, quelle que soit la généralité de ce fait d'expérience, il nous sera fort utile par la suite, car nous pouvons désigner simplement une lame d'épaisseur donnée par un indice *a*, *b* ou *c*¹.*

Une remarque s'impose encore lorsqu'on examine la forme des courbes $\sigma - e_0$: en dessus d'une épaisseur critique la résistivité superficielle varie extrêmement rapidement. Nous verrons que cette valeur a une signification physique importante, car elle coïncide avec l'apparition d'une structure poreuse caractéristique (v. tableau IV).

¹ Nous parlerons de lames de type *a*, type *b*, type *c*, selon que σ est sur la courbe *a*, *b* ou *c* de notre diagramme.

TABLEAU IV

<i>Courbe</i>	$e_{0.c}$
<i>a</i>	10 mμ
<i>b</i>	10,5 mμ
<i>c</i>	18 mμ

EVOLUTION.

Lorsqu'une lame métallique vient d'être formée, elle n'a pas immédiatement sa structure définitive. Il faut attendre 15 à 30 heures pour qu'elle soit entièrement stabilisée. Ce phénomène appelé *évolution spontanée* s'accompagne d'une modification des propriétés physiques et très particulièrement de la résistivité électrique. Nous avons enregistré dans un grand nombre de cas la courbe dite d'évolution $1/\sigma$ en fonction du temps (v. fig. 23 et 24).

La pente $\frac{d(1/\sigma)}{d\tau}$ est positive dans le cas de lames continues, et négative dans le cas de lames discontinues. On pourrait s'attendre à trouver un extremum de la courbe d'évolution pour les dépôts faisant la transition entre ces deux catégories. Cela n'apparaît dans aucun de nos enregistrements. Cependant M. PERROT et Mlle ARCAIX ont observé l'existence d'un maximum (29). Les lames présentant cette particularité appartiennent sans doute à un domaine assez restreint d'épaisseur. C'est probablement la raison pour laquelle ce phénomène est difficilement observable.

L'évolution spontanée est due essentiellement à deux causes :

1. *L'absorption gazeuse* qui se produit même aux très basses pressions à la surface encore vierge du métal.
2. *Les transformations de structures*. La lame primaire n'est pas dans un état de cristallisation stable ou métastable. Elle subit par la suite un réarrangement cristallin. Celui-ci entraîne probablement une modification de la géométrie des discontinuités. La simple mesure de la résistance ne permet pas de dire quelle part de l'évolution est due à (1) ou à (2).

ACTION DU CHAMP ÉLECTRIQUE.

Il n'est pas dans notre intention de discuter en détail l'effet du champ électrique appliqué aux bornes d'une lame mince pendant sa formation et sa stabilisation. Une étude en a été faite par MM. M. PERROT et J.-P. DAVID (30). Nous nous bornerons

à constater que les points reportés sur le diagramme (17) forment deux courbes *d* et *e*. Pour des épaisseurs inférieures à 10 mμ *d* est toujours en dessus de *a*, et *e* en dessus de *c*. Quelques points laissent prévoir (comme dans le cas où le champ est nul) l'existence d'une troisième courbe. Nous n'avons toutefois pas approfondi cette question, préférant étudier d'une manière plus particulière les dépôts formés en l'absence de tout champ électrique.

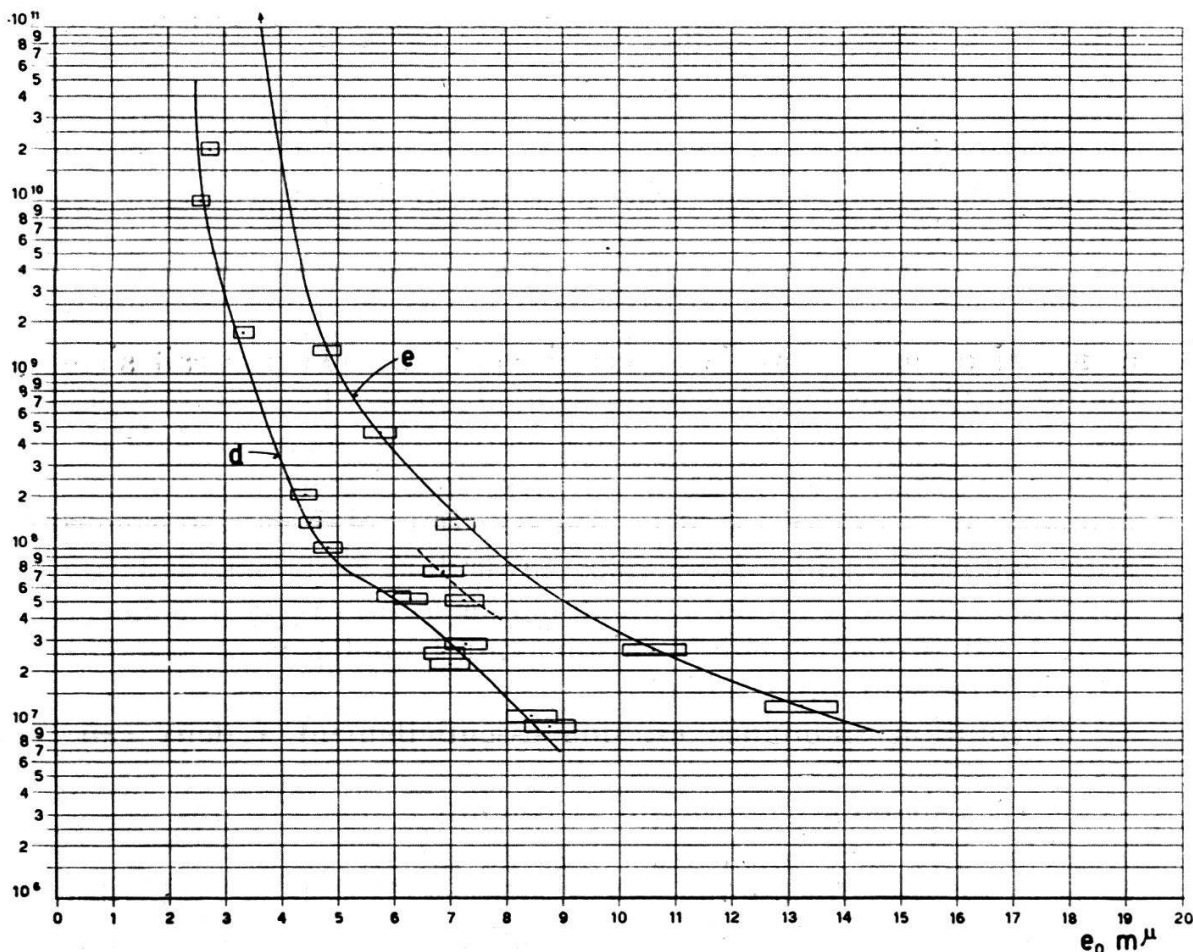
 $\sigma\Omega$


FIG. 17. — Evolution sous $E \approx 100$ V/cm.

EFFET THERMIQUE.

Lorsqu'on chauffe une lame mince métallique en dessus de sa température de formation, on constate que la résistance varie considérablement (11).

Cet effet est en grande partie irréversible. Nous verrons par la suite qu'il correspond à un remaniement profond de structure. Il est dès lors compréhensible qu'il faille maintenir la température constante pendant 10 à 30 heures avant de pouvoir faire une mesure électrique valable.

La transformation lente qui suit une élévation de température peut être appelée *évolution thermique*, par analogie avec l'évolution spontanée dont il a été question. L'analogie n'est d'ailleurs pas purement formelle, car dans les deux cas, il s'agit d'un réarrangement cristallin (fig. 22).

Nous avons déterminé l'effet thermique en fonction de la température pour un certain nombre de lames d'épaisseurs différentes (fig. 18 et 19). Etant donné le temps considérable nécessité par chaque mesure, nous avons étudié plus particulièrement les dépôts lents du type *c* (fig. 18).

On a dans ce cas :

1. Pour $e_0 < 6 \text{ m}\mu$. Le quotient $\frac{\sigma_0}{\sigma(t)}$ décroît très rapidement en fonction de la température. La forme de la courbe de décroissance (I fig. 18) étant simple, régulière et reproductible, nous avons cherché à déterminer la loi expérimentale à laquelle elle obéit. Nous avons obtenu l'expression

$$(29) \quad \text{Log Log } \frac{\sigma(t)}{\sigma_0} = \text{Log K} + n \text{ Log } (t - t_0)$$

où K et n sont des constantes, ne dépendant pas ou peu de l'épaisseur. Ce fait est établi par le diagramme 20, dont les points ont été calculés en utilisant les valeurs obtenues au moyen de deux lames différentes, l'une de $3,9 \text{ m}\mu$ et l'autre de $5,7 \text{ m}\mu$. On a :

$$\begin{array}{rcl} \text{Log K} & = & -2,85 \\ n & = & 1,26 \end{array}$$

2. $6 \text{ m}\mu < e_0 < 10 \text{ m}\mu$. $\frac{\sigma_0}{\sigma(t)}$ s'écarte progressivement de la courbe (I) et passe même par un maximum dans certains cas (III).

3. e_0 voisin de $13 \text{ m}\mu$. On a alors une lame dite de transition dont les propriétés sont moins bien définies que celles des lames franchement continues ou discontinues. La courbe (IV) est assez irrégulière.

4. Pour $e_0 > 15 \text{ m}\mu$. Les lames sont continues et $\frac{\sigma_0}{\sigma(t)}$ croît constamment en fonction de t (dans le domaine de températures étudié tout au moins).

Nous verrons que ces différents comportements s'expliquent fort bien par des observations microscopiques.

Lorsqu'on travaille en dessous de la température la plus élevée à laquelle une lame a séjourné, les modifications de σ

en fonction de la température sont réversibles et l'on peut définir un coefficient thermique de résistance par la formule

$$(30) \quad \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{d\sigma}{dt} = \alpha \text{ rev. } (t < t \text{ max.})$$

Cette définition est claire et ne permet aucune confusion entre *l'effet thermique total* et le *coefficient réversible* de température.

On a par exemple :

TABLEAU V

Lame de 7 mμ Type b (discontinue)

$t^{\circ} \text{C}$	$\sigma \cdot \Omega$	Traitement	$\bar{\alpha} \text{ rev.}$	Remarque
19	$2,520 \cdot 10^7$	Chauffage 30 h.		Effet thermique total
64	$31,50 \cdot 10^7$			
39	$33,65 \cdot 10^7$	Refroidissement	$2,6 \cdot 10^{-3}$	Entre 64 et 39°C
27,7	$36,25 \cdot 10^7$		$6,5 \cdot 10^{-3}$	Entre 39 et $27,7^{\circ} \text{C}$
26,6	$36,55 \cdot 10^7$		$7,5 \cdot 10^{-3}$	Entre 27,7 et $26,6^{\circ} \text{C}$

Lame de 13,5 mμ Type c (transition)

22	$1,520 \cdot 10^6$	Chauffage 30 h.	—	Effet thermique entièrement réversible (cas exceptionnel)
30,5	$1,517 \cdot 10^6$			
22	$1,520 \cdot 10^6$	Refroidissement	$2,3 \cdot 10^{-4}$	Entre 30,5 et 22°C
56	$0,80 \cdot 10^7$	Chauffage 30 h.	—	Effet thermique total
22	$0,89 \cdot 10^7$	Refroidissement	$3 \cdot 10^{-3}$	Entre 56 et 22°C
66	$1,02 \cdot 10^6$	Chauffage 30 h.	—	Effet thermique total
22	$1,245 \cdot 10^6$	Refroidissement	$5 \cdot 10^{-3}$	Entre 66 et 22°C
89	$19,5 \cdot 10^6$	Chauffage 30 h.	—	Effet thermique total
22	$30,0 \cdot 10^6$	Refroidissement	$6 \cdot 10^{-3}$	Entre 89 et 22°C

Lame de 18 mμ Type c (continue)

19	$1,74 \cdot 10^5$	Chauffage 10 h.	—	Effet thermique des lames continues
31	$0,840 \cdot 10^5$			
19	$0,836 \cdot 10^5$	Refroidissement	$4 \cdot 10^{-4}$	Entre 31 et 19°C

Les quelques valeurs indiquées ici montrent clairement quelle est la partie réversible et la partie irréversible de l'effet thermique dans différents cas. La seconde étant due à un réarrangement cristallin se produit lentement alors que la première est instantanée. Ce simple fait explique l'existence d'un maximum de la courbe d'évolution thermique ($1/\sigma$ en fonc-

tion du temps) pour une certaine catégorie de lames discontinues (voir fig. 22).

Il convient de remarquer que le coefficient α rev. est négatif pour les lames discontinues, positif pour les lames continues, et qu'il est presque nul pour les lames de transition.

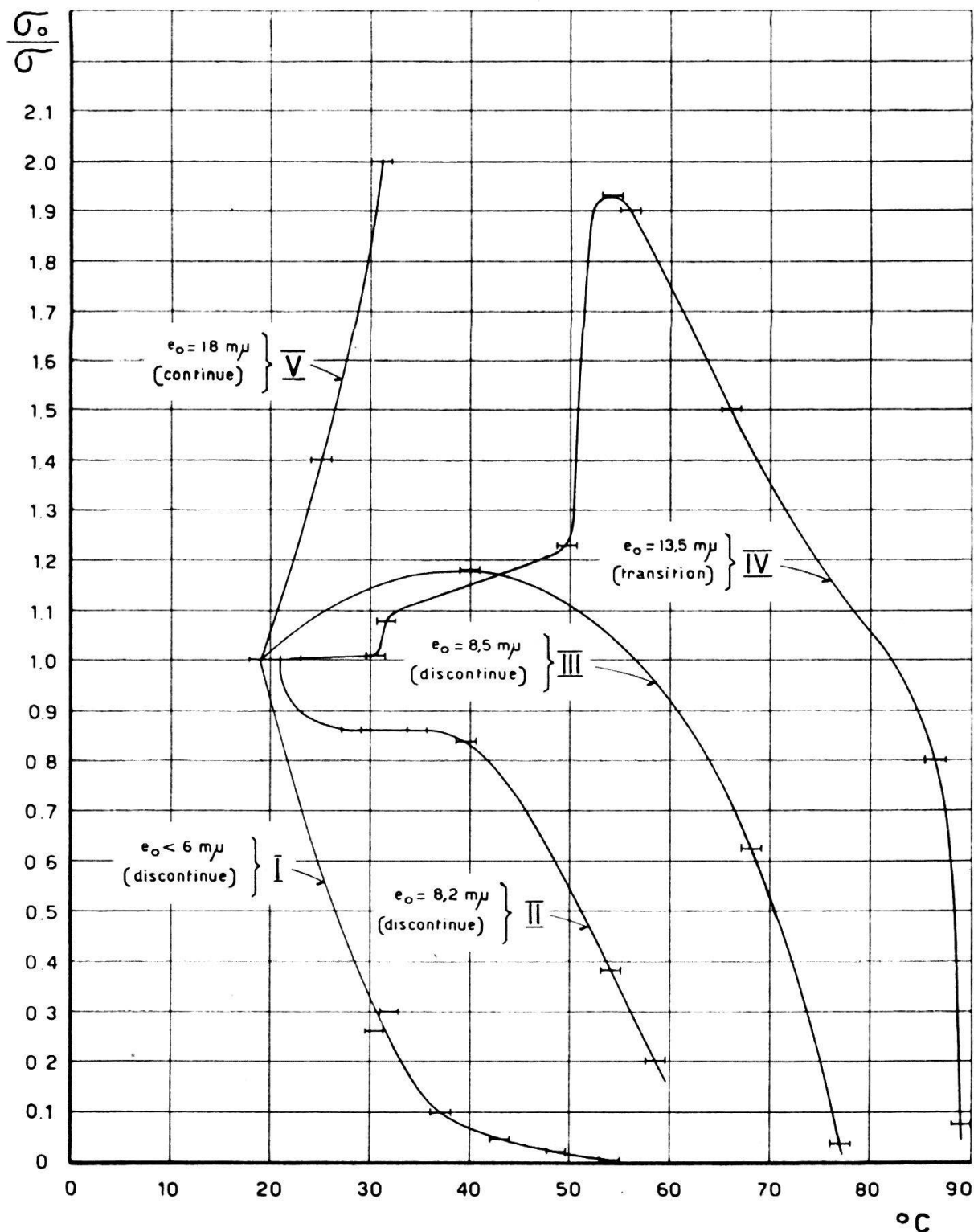


FIG. 18. — 1^{er} diagramme.
Effet de la température sur des lames d'argent «c».

Ce fait rapproche les lames discontinues des semi-conducteurs. Il faut l'attribuer à la nature assez particulière de la conduction entre les agglomérats métalliques constituant le dépôt (effet Shottky, effet tunnel, par exemple).

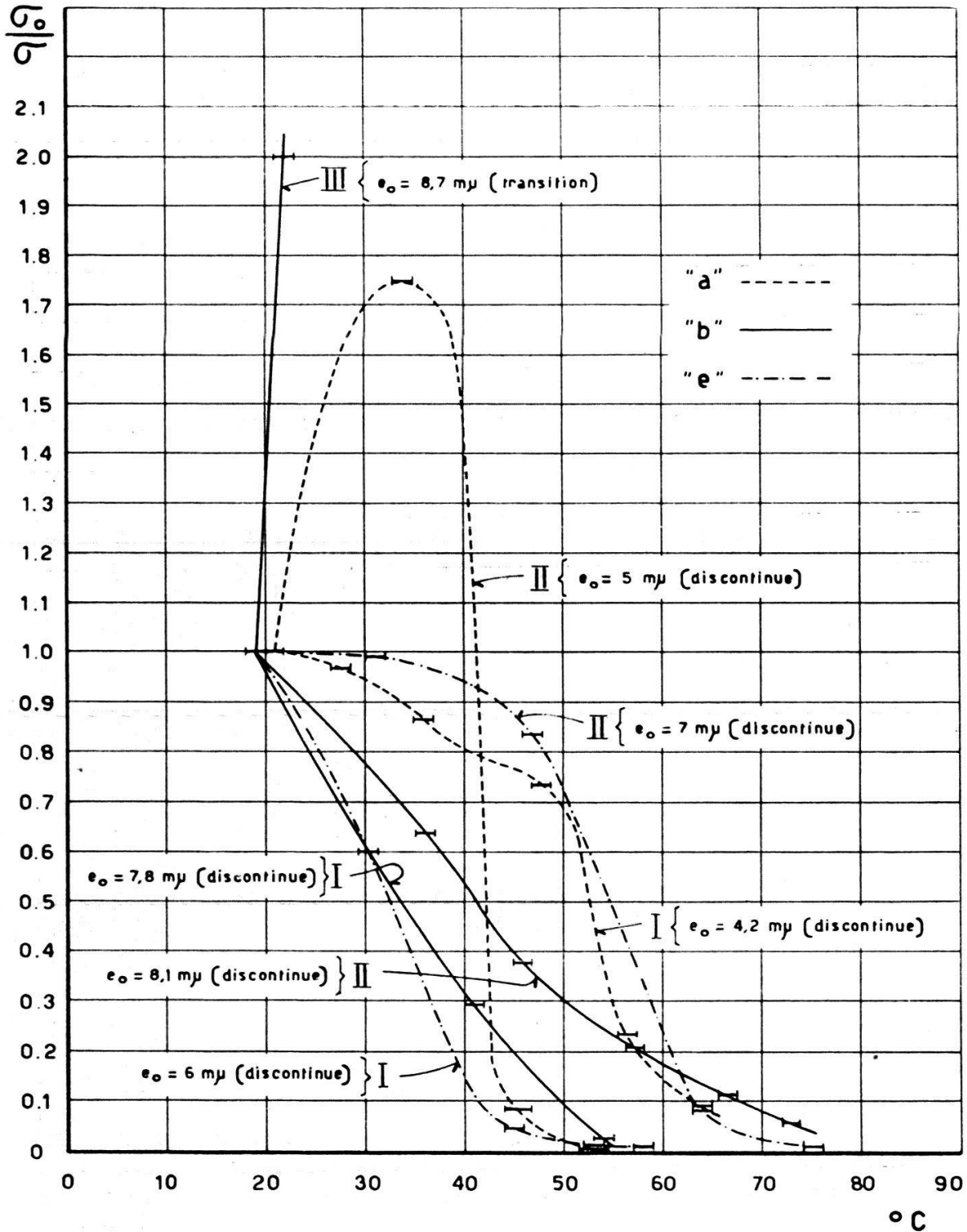


FIG. 19.

Effet de la température sur des lames d'argent «a» - «b» - «e».

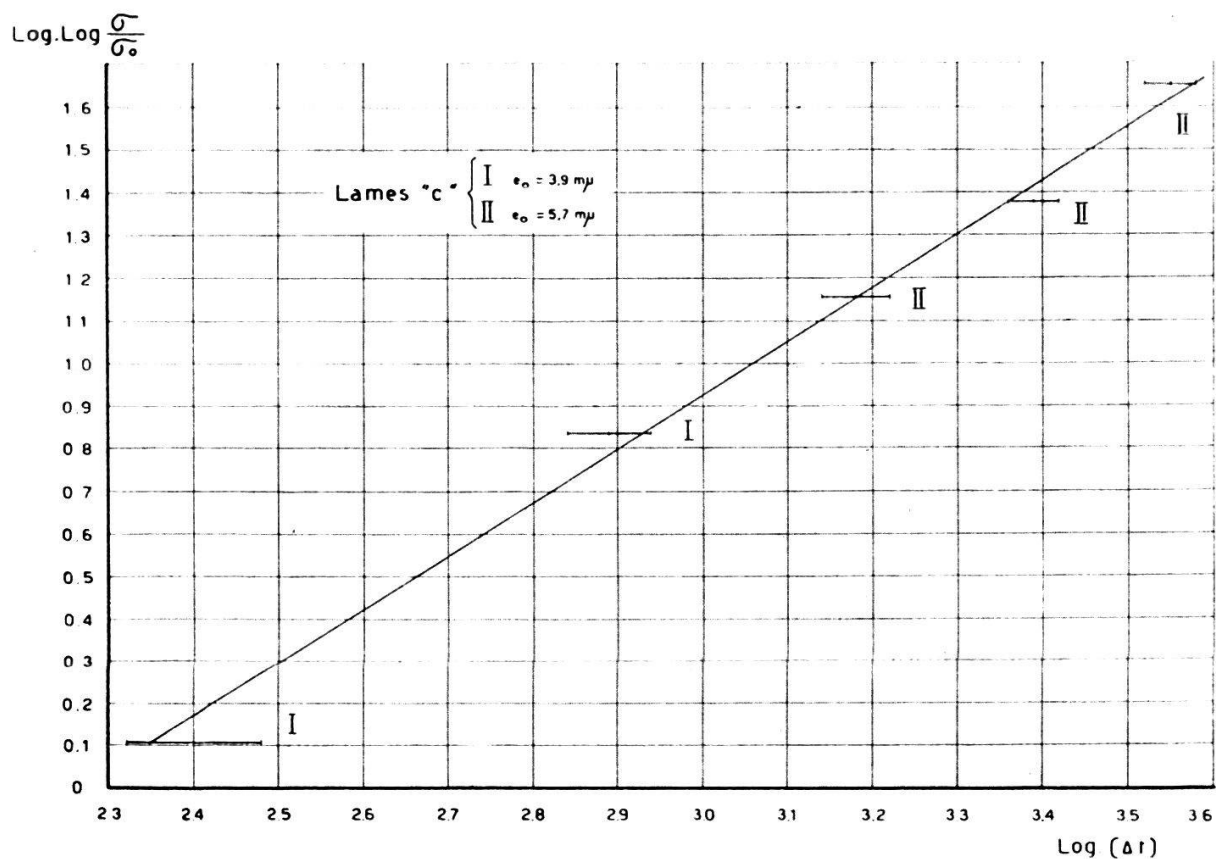


FIG. 20.

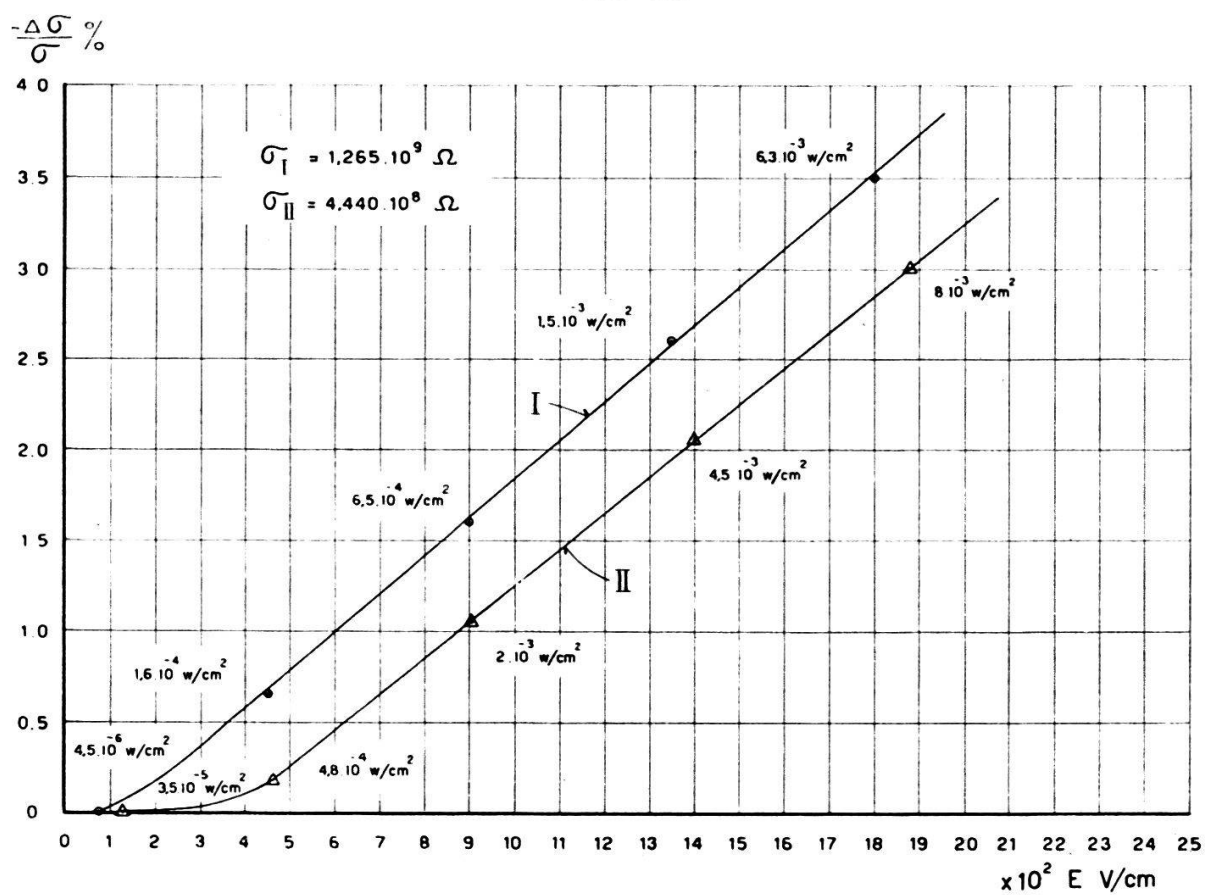
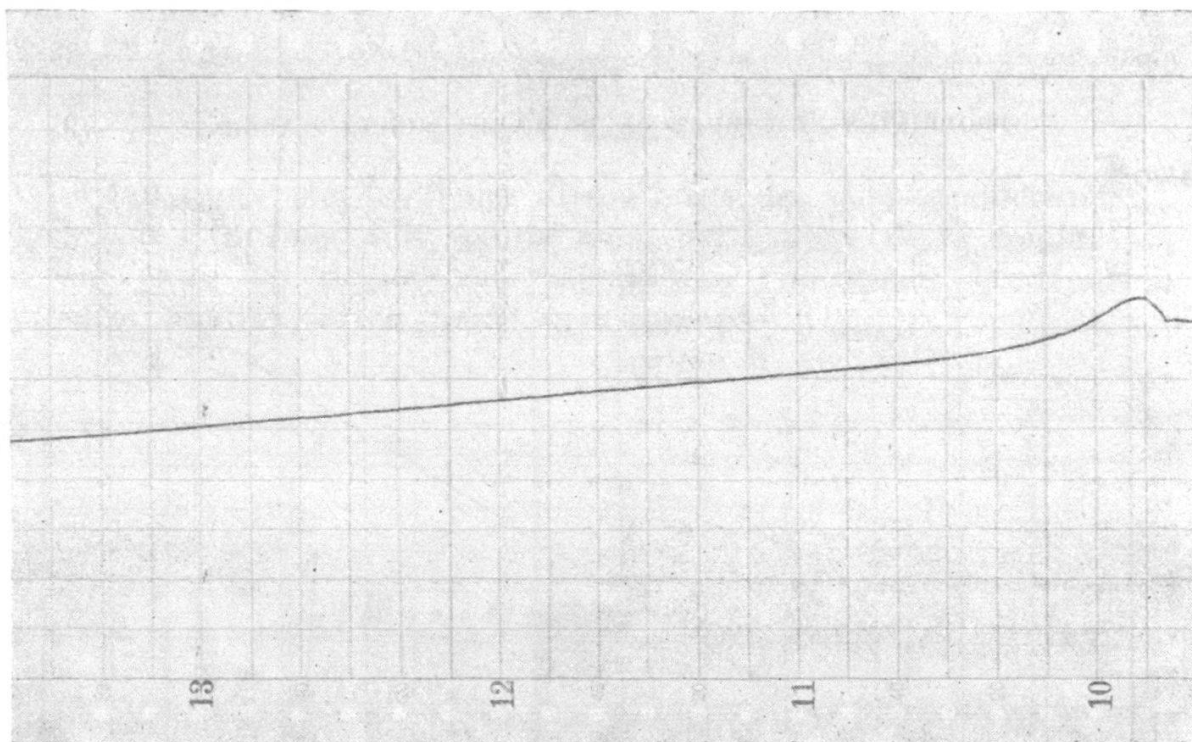


FIG. 21.

Ecarts à la loi d'OHM de lames discontinues.



Evolution thermique

FIG. 22.

Echelle :

$L_0 = 7 \text{ m}\mu$

Abcisse :

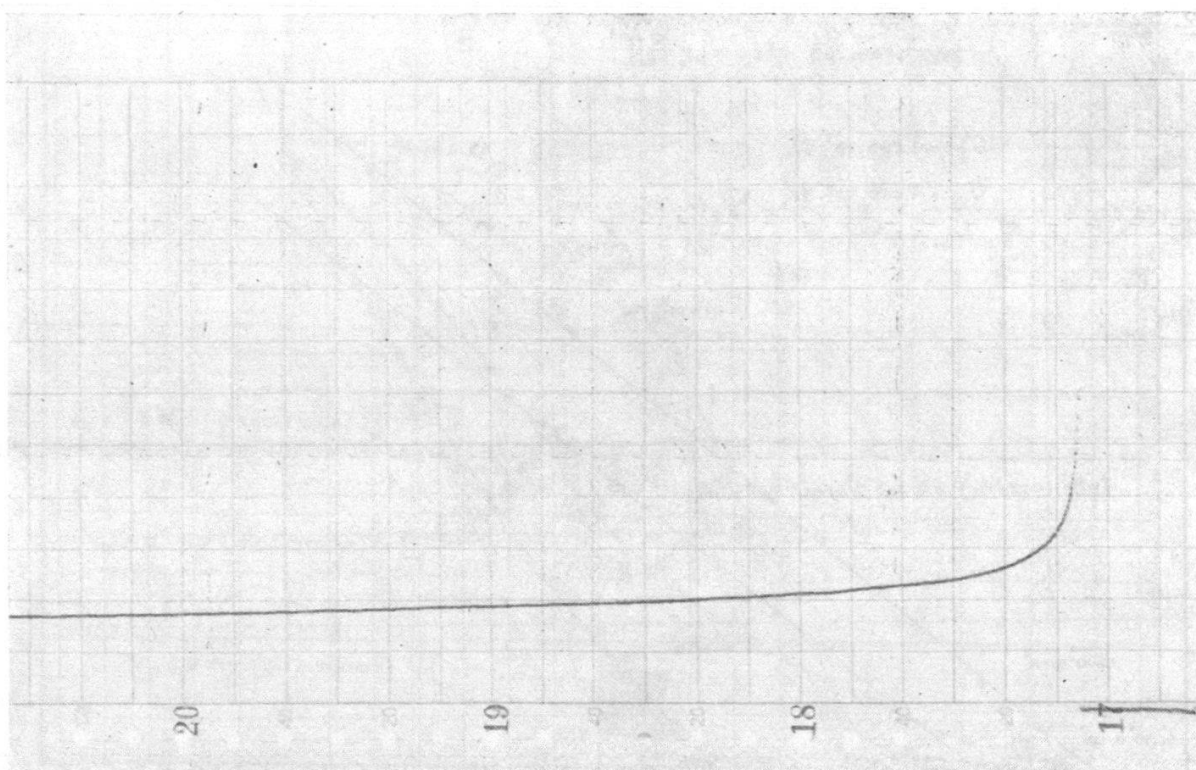
Saut de température de 19°C à $30,5^\circ \text{C}$

1 div. = 10 min.

$\Delta t = 11,5^\circ \text{C}$

Ordonnée :

1 div. $\rightarrow \frac{1}{\sigma} = 6,5 \cdot 10^{-9} \Omega^{-1}$



Evolution spontanée

FIG. 23.

Echelles :

Lame de $10 \text{ m}\mu$ sous 400 V/cm

Abcisse :

vitesse de formation $20 \text{ m}\mu/\text{min.}$ (type e)

1 div. = 10 min.

Ordonnée :

1 div. $\rightarrow \frac{1}{\sigma} = 4,5 \cdot 10^{-8} \Omega^{-1}$

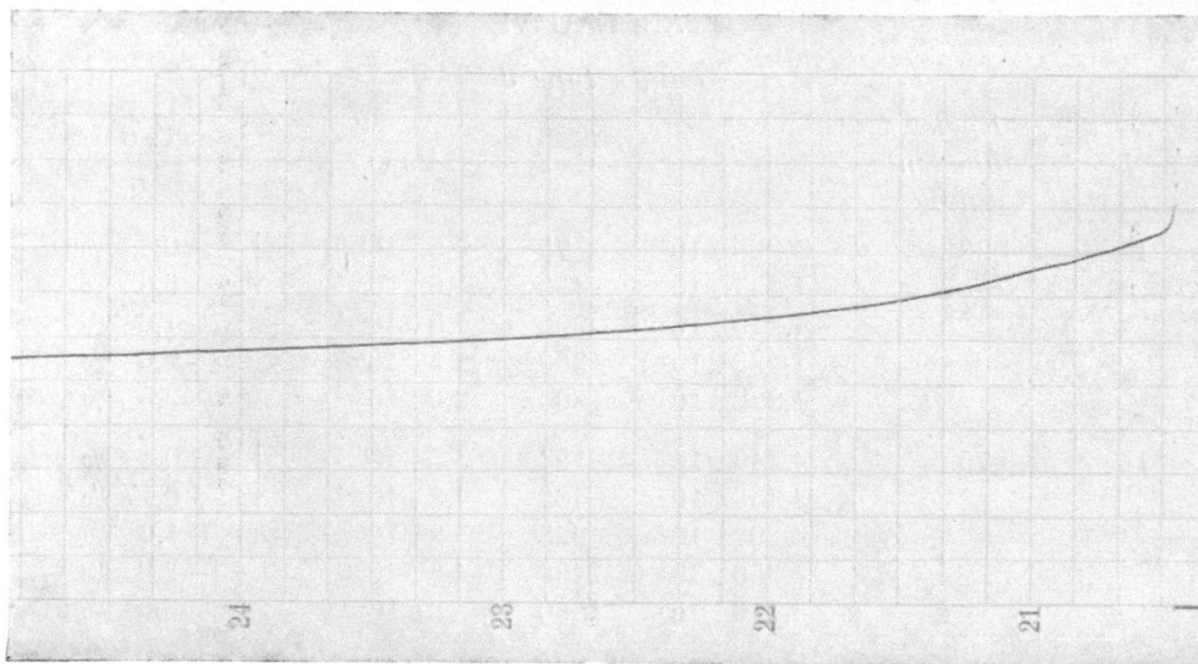


FIG. 24.

Evolution spontanée

Lame 7,3 mμ Champ E = 1.000 V/cm

Evaporation rapide (type d)

Echelles :

Abcisse :

1 cm = 10 min.

Ordonnée :

1 cm $\rightarrow \frac{1}{\sigma} = 4,5 \cdot 10^{-8} \Omega^{-1}$

CARACTÉRISTIQUES TENSION-COURANT.

L'incurvation des caractéristiques tension-courant de lames minces discontinues a été signalée par plusieurs auteurs au nombre desquels il faut nommer VAN ITTERBEEK, L. DE GRÈVE, M. PERROT, A. BLANC-LAPIERRE (voir 6, 7, 8, 10). Nous l'avons mise en évidence dans un certain nombre de cas. Nos résultats figurent au tableau VI où nous avons reporté σ pour différentes valeurs de E en indiquant la puissance spécifique (P_s W/cm²), ainsi que l'écart relatif à la loi d'OHM :

$$(31) \quad \varepsilon = \frac{\Delta \sigma}{\sigma}$$

Une première constatation s'impose : ε change de signe en même temps que le coefficient thermique de résistance α rev. (soit entre 13 et 18 μ pour les lames du type c).

Ce fait pourrait suggérer que l'écart à la loi d'OHM est dû essentiellement à un échauffement de la lame. Il est possible qu'une légère augmentation de température contribue

TABLEAU VI

Lames type c

No	Epaiss. équivalente $m\mu$	$\sigma \cdot \Omega$	E V/cm	Ps W/cm^2	$\varepsilon = \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \%$
I	4,28	$1,265 \cdot 10^9$	75	$4,5 \cdot 10^{-6}$	↓ 0 %
		$1,257 \cdot 10^9$	450	$1,6 \cdot 10^{-4}$	↓ - 0,65 %
		$1,245 \cdot 10^9$	900	$6,5 \cdot 10^{-4}$	- 1,6 %
		$1,233 \cdot 10^9$	1300	$1,5 \cdot 10^{-3}$	- 2,6 %
		$1,222 \cdot 10^9$	1800	$2,6 \cdot 10^{-3}$	- 3,5 %
II	5,75	$4,440 \cdot 10^8$	124	$3,5 \cdot 10^{-5}$	↓ 0 %
		$4,433 \cdot 10^8$	460	$4,8 \cdot 10^{-4}$	↓ - 0,17 %
		$4,394 \cdot 10^8$	925	$2 \cdot 10^{-3}$	- 1,0 %
		$4,350 \cdot 10^8$	1400	$4,5 \cdot 10^{-3}$	- 2,0 %
		$4,310 \cdot 10^8$	1880	$8 \cdot 10^{-3}$	- 3,0 %
III	8,8	$2,580 \cdot 10^7$	75	$2 \cdot 10^{-4}$	↓ 0 %
		$2,577 \cdot 10^7$	450	$7,7 \cdot 10^{-3}$	↓ - 0,1 %
		$2,567 \cdot 10^7$	900	$3,1 \cdot 10^{-2}$	- 0,5 %
		$2,551 \cdot 10^7$	1350	$7 \cdot 10^{-2}$	- 1,1 %
IV	12,4	$4,968 \cdot 10^6$	36	$2,9 \cdot 10^{-4}$	↓ 0 %
		$4,961 \cdot 10^6$	120	$2 \cdot 10^{-3}$	↓ - 0,15 %
		$4,955 \cdot 10^6$	250	$1,2 \cdot 10^{-2}$	- 0,26 %
		$4,933 \cdot 10^6$	450	$4 \cdot 10^{-2}$	- 0,71 %
V	13,6	$1,520 \cdot 10^6$	52	$1,8 \cdot 10^{-3}$	↓ 0 %
		$1,516 \cdot 10^6$	350	$8 \cdot 10^{-2}$	↓ - 0,26 %
VI	17,7	$1,740 \cdot 10^5$	17,5	$1,8 \cdot 10^{-3}$	↓ 0 %
		$1,741 \cdot 10^5$	67,5	$2,7 \cdot 10^{-2}$	↓ + 0,058 %
		$1,743 \cdot 10^5$	112	$7,5 \cdot 10^{-2}$	+ 0,17 %

Lames type b

VII	5,74	$9,30 \cdot 10^7$	310	10^{-3}	↓ 0 %
		$9,09 \cdot 10^7$	1800	$3,5 \cdot 10^{-2}$	↓ - 1,3 %
VIII	7,5	$1,720 \cdot 10^7$	52	$1,6 \cdot 10^{-4}$	↓ 0 %
		$1,711 \cdot 10^7$	346	$7 \cdot 10^{-3}$	↓ - 0,55 %

Lames type a

IX	4,5	$1,310 \cdot 10^8$	75	$4,3 \cdot 10^{-5}$	↓ 0 %
		$1,302 \cdot 10^8$	900	$6 \cdot 10^{-3}$	↓ - 0,61 %
		$1,292 \cdot 10^8$	1800	$2,4 \cdot 10^{-2}$	- 1,4 %
		$1,288 \cdot 10^8$	2250	$4 \cdot 10^{-2}$	- 1,7 %
X	4,8	$8,970 \cdot 10^7$	75	$6,2 \cdot 10^{-5}$	↓ 0 %
		$8,968 \cdot 10^7$	900	$9 \cdot 10^{-3}$	↓ - 0,02 %

dans certains cas à l'incurvation des caractéristiques. Il n'en est pas moins vrai qu'on peut identifier un phénomène de non linéarité qui n'est pas de nature thermique. Prenons par exemple la lame discontinue n° 1 du tableau VI. Elle avait une surface de $0,05 \text{ cm}^2$ et était disposée sur une plaque de quartz de $5 \times 5 \times 0,5 \text{ cm}$.

pour $E = 75 \text{ V/cm}$ $\sigma = 1,265 \cdot 10^9 \Omega$, $P_s = 4,5 \mu\text{W/cm}^2$, $P \text{ total} = 0,2 \mu\text{W}$
 $E = 450 \text{ V/cm}$ $\sigma = 1,257 \cdot 10^9 \Omega$, $P_s = 160 \mu\text{W/cm}^2$, $P \text{ total} = 8 \mu\text{W}$

σ varie donc de 0,64 %, ce qui nécessiterait une augmentation de quelques degrés ; celle-ci n'est évidemment pas possible dans notre cas avec une puissance aussi faible.

De plus, s'il s'agissait d'un phénomène d'origine thermique, le quotient $\frac{\Delta \sigma}{\sigma}$ serait proportionnel à la puissance dissipée, donc au carré du champ électrique, car le refroidissement se fait principalement par conduction au travers du support. Le diagramme 21 montre qu'il n'en est pas ainsi pour les deux premières lames du tableau VI.

On explique facilement la non obéissance à la loi d'Ohm des dépôts à structure discontinue par la nature même de la conduction entre agglomérats métalliques séparés les uns des autres.

Voyons ce qu'il en est des lames continues :

On a par exemple :

(N° 6 du tableau VI)

$E = 17,5 \text{ V/cm}$, $\sigma = 1,740 \cdot 10^5 \Omega$, $P_s = 1,8 \text{ mW/cm}^2$, $P \text{ total} = 0,15 \text{ mW}$.
 $E = 67,5 \text{ V/cm}$, $\sigma = 1,741 \cdot 10^5 \Omega$, $P_s = 27 \text{ mW/cm}^2$, $P \text{ total} = 2,2 \text{ mW}$.
 $E = 112 \text{ V/cm}$, $\sigma = 1,743 \cdot 10^5 \Omega$, $P_s = 75 \text{ mW/cm}^2$, $P \text{ total} = 7,5 \text{ mW}$.

soit une variation $\frac{\Delta \sigma}{\sigma}$ de 0,057 % pour $E = 67,5 \text{ V/cm}$ et de 0,17 % pour $E = 112 \text{ V/cm}$ $\left(\frac{\Delta \sigma}{\sigma} \propto E^2 \right)$

Il paraît tout à fait possible que l'effet soit ici purement thermique.

Comparons ces chiffres avec ceux des cas précédents :

Lame continue n° 6	$\frac{ \Delta \sigma }{\sigma} = 0,17 \%$ pour $P_s = 7,5 \cdot 10^{-2} \text{ W/cm}^2$
Lame discontinue n° 1	$\frac{ \Delta \sigma }{\sigma} = 0,64 \%$ pour $P_s = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ W/cm}^2$
Lame discontinue n° 2	$\frac{ \Delta \sigma }{\sigma} = 0,17 \%$ pour $P_s = 4,8 \cdot 10^{-4} \text{ W/cm}^2$

En admettant que l'écart $\frac{\Delta \sigma}{\sigma}$ de la lame 6 soit dû à une élévation de température, on est conduit à l'impossibilité d'un effet semblable pour les lames 1 et 2. Il faudrait pour cela que leurs coefficients thermiques de résistance soient respectivement 2000 et 150 fois supérieurs à celui de la lame 6, ce qui n'est pas le cas.

En résumé, on peut mettre en évidence une incurvation des caractéristiques tension-courant qui est une propriété intrinsèque des lames discontinues. Elle doit être attribuée à leur structure particulière. Cet effet se complique d'une incurvation supplémentaire due à une élévation de température, lorsque la puissance dissipée est trop élevée.

Voyons maintenant comment se comporte l'écart lorsqu'on chauffe une lame discontinue de manière à produire une modification irréversible de structure (effet thermique).

a) *Lame II du tableau VI (5,7 mμ).*

$$\begin{array}{ll}
 t = 19^\circ \text{C} & \begin{array}{l} E = 460 \text{ V/cm } \sigma = 4,433.10^8 \Omega \\ E = 1400 \text{ V/cm } \sigma = 4,350.10^8 \Omega \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} E = 460 \text{ V/cm } \sigma = 4,433.10^8 \Omega \\ E = 1400 \text{ V/cm } \sigma = 4,350.10^8 \Omega \end{array}} \right\} \frac{\Delta \sigma}{\sigma} = - 1,9 \% \\
 t = 30,5^\circ \text{C} & \begin{array}{l} E = 460 \text{ V/cm } \sigma = 19,0.10^8 \Omega \\ E = 1400 \text{ V/cm } \sigma = 18,4.10^8 \Omega \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} E = 460 \text{ V/cm } \sigma = 19,0.10^8 \Omega \\ E = 1400 \text{ V/cm } \sigma = 18,4.10^8 \Omega \end{array}} \right\} \frac{\Delta \sigma}{\sigma} = - 3,2 \% \\
 t = 43^\circ \text{C} & \begin{array}{l} E = 460 \text{ V/cm } \sigma = 108.10^8 \Omega \\ E = 1400 \text{ V/cm } \sigma = 102.10^8 \Omega \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} E = 460 \text{ V/cm } \sigma = 108.10^8 \Omega \\ E = 1400 \text{ V/cm } \sigma = 102.10^8 \Omega \end{array}} \right\} \frac{\Delta \sigma}{\sigma} = - 5,7 \%
 \end{array}$$

b) *Pour une lame de 6 mμ, on a relevé les valeurs suivantes :*

$$\begin{array}{ll}
 t = 19^\circ \text{C} & \frac{\Delta \sigma}{\sigma} = - 2 \% \quad E \text{ variant de } 460 \text{ V/cm à } 1400 \text{ V/cm.} \\
 t = 45^\circ \text{C} & \frac{\Delta \sigma}{\sigma} = - 6,2 \% \\
 t = 53^\circ \text{C} & \frac{\Delta \sigma}{\sigma} = - 11 \% \\
 t = 58^\circ \text{C} & \frac{\Delta \sigma}{\sigma} = - 15 \%
 \end{array}$$

Ces deux exemples montrent que l'écart croît considérablement.

Nous reviendrons sur ce fait par la suite.

PRÉCISION DES MESURES.

La résistivité superficielle.

Nous avons admis qu'une erreur de $\pm 20\%$ pouvait affecter la valeur de σ .

Elle est due en grande partie (10 %) à l'écart de $\pm 1,5^\circ \text{C}$ que nous avons toléré sur la température du support. Le reste est dû à l'imprécision des mesures de l'espace libre entre les électrodes et au fait qu'une lame n'est pas forcément tout à fait stabilisée après 30 heures d'évolution.

Épaisseur équivalente.

Si m est la masse évaporée, h la distance du creuset au support, on a

$$e_0 = K \frac{m}{h^2} \quad \text{donc} \quad \frac{d e_0}{e_0} = - 2 \frac{d h}{h}$$

La distance de l'évaporateur à la plaque ad hoc pour les mesures électriques était en général de $14 \pm 0,1 \text{ cm}$ tandis que la distance à la balance était de $14 \pm 0,2 \text{ cm}$.

Cela correspond à une erreur possible de $\pm 4\%$ à laquelle il faut ajouter 1 % introduit par la balance elle-même.

CINQUIÈME PARTIE

Observations au microscope électronique

Voici quelques-unes des photographies qui ont été obtenues. On remarquera que la température est en général supérieure à 19°C . Cela provient du fait que cette partie de nos recherches a dû se faire en été.

EVAPORATIONS LENTES.

L'allure de ces photographies correspond bien à ce que pouvaient suggérer les mesures de propriétés électriques. On y rencontre des structures continues à pores filiformes et des structures discontinues.

La question qu'on se pose immédiatement est de savoir dans quelle mesure l'observation est influencée par le bombardement des électrons dans le microscope (malgré toutes les précautions prises).

On constate que l'action «destructrice» du faisceau électronique est comparable à un effet thermique simple (photos E 18 à E 26).