



HAL
open science

Le libre parcours moyen des électrons de conductibilité et des électrons photoélectriques mesuré au moyen de la méthode des couches minces

H. Mayer, R. Nossek, H. Thomas

► **To cite this version:**

H. Mayer, R. Nossek, H. Thomas. Le libre parcours moyen des électrons de conductibilité et des électrons photoélectriques mesuré au moyen de la méthode des couches minces. *Journal de Physique et le Radium*, 1956, 17 (3), pp.204-209. 10.1051/jphysrad:01956001703020400 . jpa-00235343

HAL Id: jpa-00235343

<https://hal.science/jpa-00235343>

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.

LE LIBRE PARCOURS MOYEN DES ÉLECTRONS DE CONDUCTIBILITÉ ET DES ÉLECTRONS PHOTOÉLECTRIQUES MESURÉ AU MOYEN DE LA MÉTHODE DES COUCHES MINCES

Par H. MAYER, R. NOSSEK et H. THOMAS,
Physikalisches Institut der Bergakademie, Clausthal, Allemagne.

Summary. — By the thin-layer method, it is possible to measure accurately the average free ranges of conductivity electrons in a metal, as well as that of photo-electrons, different from the former. First results of a measurement concerning K are given.

A. Électrons de conductibilité. — INTRODUCTION. — On sait depuis longtemps que la conductibilité (spécifique) d'une lame métallique mince varie pour un métal donné en fonction de

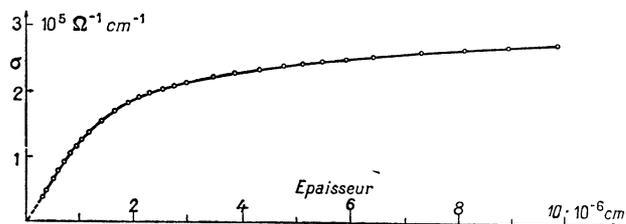


FIG. 1.

son épaisseur. La figure 1 montre cette dépendance pour le métal alcalin K déposé par évaporation thermique sous vide très élevé sur la surface très pure et très plane d'un support en verre dur à la température basse de O₂ liquide. Puisque les conditions de l'expérience restent constantes, ce résultat est reproductible à volonté.

Il est bien connu que Thomson [1] fut le premier qui a essayé d'expliquer cette diminution de la conductibilité par le fait d'une diminution du libre parcours moyen l due aux collisions des électrons sur les deux surfaces très rapprochées de la couche mince. Puis la théorie basée sur cette idée fut élaborée par Fuchs [2], Chambers [3] et Sondheimer [4], donnant les expressions exactes pour la relation entre la conductibilité σ et le rapport

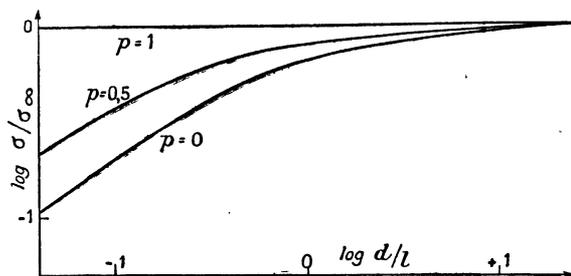


FIG. 2.

$\kappa = d/l$, d étant l'épaisseur de la couche. Ces expressions, très compliquées pour le cas général, sont résumées dans le graphique de la figure 2,

d'après Sondheimer, pour les deux cas [1] où une fraction $p = 0,5$ des électrons est réfléchi conformément à la loi de réflexion, le reste étant diffusé, et [2] où tous les électrons sont diffusés ($p = 0$). Pour le cas spécial de $\kappa = d/l \leq 0,2$ et $p = 0$ la relation générale très compliquée peut être simplifiée. On a alors la formule simplifiée

$$\frac{\sigma}{d} = \frac{3}{4} \frac{\sigma_{\infty}}{l} (\text{Ln } l + c - \text{Ln } d) \quad (1)$$

σ_{∞} étant la conductibilité du métal massif et c une constante égale à 0,4228. On remarque que selon cette relation le rapport est une fonction linéaire de $\text{Ln } d$. C'est pourquoi cette relation est convenable pour une étude expérimentale de la théorie, parce que non seulement d mais aussi σ peuvent être mesurées.

Le domaine de validité de la formule (1) est limité, vers les grandes valeurs de κ par la condition $d/l \leq 0,2$, et vers les petites valeurs de κ en supposant avec la théorie citée que les deux surfaces de la couche mince soient parfaitement planes et parallèles. Évidemment il est très difficile de satisfaire à cette condition. A cause de la nature statistique de l'évaporation thermique sous vide l'existence d'une certaine rugosité superficielle est inévitable, quand même la condensation a lieu sur un support très refroidi, et la mobilité, et par conséquent l'agglomération des atomes condensés, sont peu considérables. Il faut donc supposer une variation de l'épaisseur d'une couche, égale, au moins, à un ou deux diamètres atomiques. C'est pourquoi la condition de plan parallélisme ne peut être considérée accomplie qu'au-dessus des épaisseurs de 10-20 diamètres d'atome pour le moins. La formule due à Sommerfeld, pour la conductibilité électrique d'un métal massif

$$\sigma_{\infty} = \frac{N \cdot l \cdot e^2}{m \cdot v}$$

N étant le nombre, e la charge, m la masse et v la vitesse maximum des électrons permet de calculer d'une façon théorique le libre parcours moyen l , par exemple pour le métal alcalin K en supposant un électron libre pour chaque atome.

On obtient la valeur de 354 \AA à la température de 0°C . Il en résulte, qu'à la température de nos mesures (90°K), le domaine de validité et d'application de la formule (1) pour le métal K, est compris entre 60 et 200 \AA environ.

Il nous semblait donc possible d'étudier l'exactitude de la formule (1) en mesurant la résistance électrique, pendant la condensation d'une couche, en fonction de l'épaisseur. Il était absolument nécessaire d'éviter : 1°) la condensation des atomes étrangers pendant la condensation des atomes du métal étudié en utilisant aussi bien un métal purifié par distillation réitérée sous vide, et un vide très élevé ($\sim 10^{-9}$ mm Hg) et contrôlé ; 2°) la variation de la structure de la couche mince pendant la durée des mesures, en refroidissant et en assurant la constante d'augmentation de l'épaisseur par la constante de l'intensité du jet atomique.

TECHNIQUE EXPÉRIMENTALE. — Pour obtenir et maintenir le vide élevé de 10^{-9} mm Hg mesuré et sans cesse contrôlé à l'aide d'un manomètre à

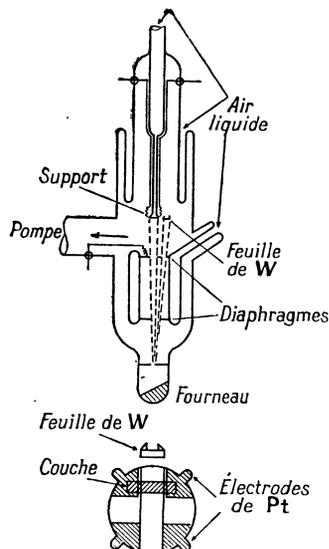


FIG. 3.

ionisation d'après Alpert [5], la cellule (fig. 3) est en entier en verre dur. Elle est soudée directement à la pompe à diffusion de Hg, par interposition de deux pièges à condensation, dont l'un est avec charbon absorbant ; masticages, robinets et rodages graissés sont absolument évités. Les atomes du métal étudié sont condensés sur la surface du support en verre formé par la base d'un tube en verre, refroidi au moyen de O_2 liquide. Ces atomes condensés forment un pont entre les deux électrodes en Pt produites à l'avance par évaporation thermique sous vide. L'épaisseur de la couche est déterminée au moyen d'une feuille incandescente de tungstène [6]. Pendant la condensation et l'augmentation constante de la couche,

nous avons déterminé la conductibilité électrique en mesurant, d'une façon continue, l'intensité du courant électrique dans la couche, due à une petite tension appliquée.

RÉSULTATS. — Nous avons étudié la constante de la structure des couches de différentes épaisseurs à la température de O_2 liquide en observant la résistance électrique à épaisseur constante, après avoir fermé l'entrée, pour les atomes alcalins. La figure 4 montre un exemple pour trois épaisseurs différentes. On remarque que la résistance reste constante pendant un temps comparable à la durée de la mesure.

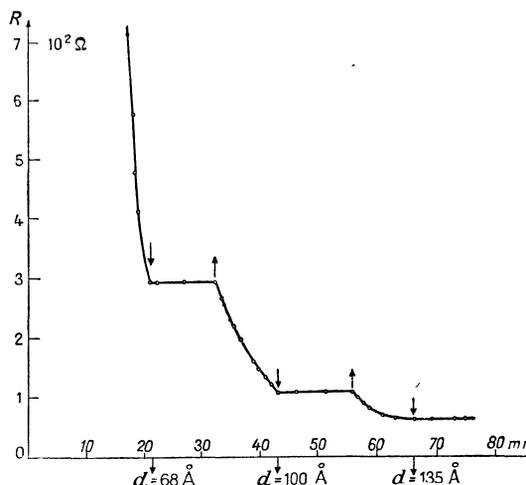


FIG. 4.

L'application de la méthode ci-dessus suppose la validité de la loi d'Ohm. Nous avons donc étudié aussi la relation entre la résistance et la tension appliquée. La figure 5 montre que la loi d'Ohm est valable pour les faibles tensions appliquées.

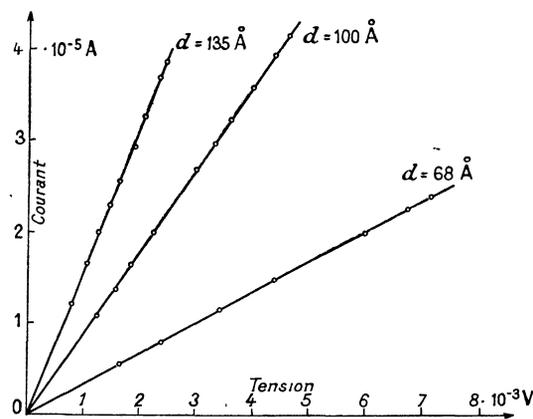


FIG. 5.

La figure 6 montre la variation observée de la résistance en fonction de l'épaisseur des couches de K. On remarque que la résistance très élevée du support en verre reste invariable jusqu'à une

épaisseur correspondant à $3/4$ d'une couche monoatomique (1). Après ce commencement la conductibilité électrique s'accroît ou la résistance décroît d'une façon rapide de quatre ordres de grandeur jusqu'à l'épaisseur d'une seule couche monoatomique. Puis de quatre ordres de grandeur jusqu'à l'épaisseur de deux couches monoatomiques.

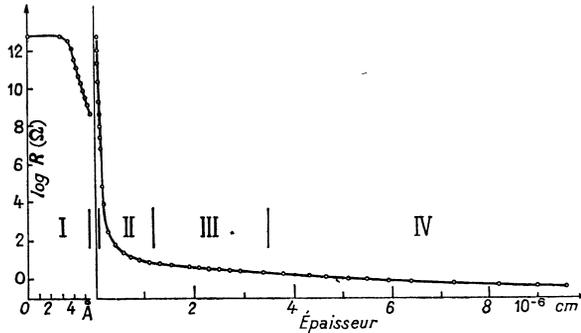


FIG. 6.

En vue d'une analyse quantitative, il semble convenable de diviser cette variation de la conductibilité en quatre domaines. Dans le premier domaine, jusqu'à l'épaisseur d'une seule couche monoatomique, la couche ne peut être considérée comme continue. Dans le domaine suivant, qui comprend des épaisseurs de quelques couches monoatomiques, la rugosité superficielle est considérable, comparée à l'épaisseur et la condition de la théorie citée ci-dessus n'est pas encore accomplie. C'est donc le troisième domaine où la formule simplifiée (1) sera applicable.

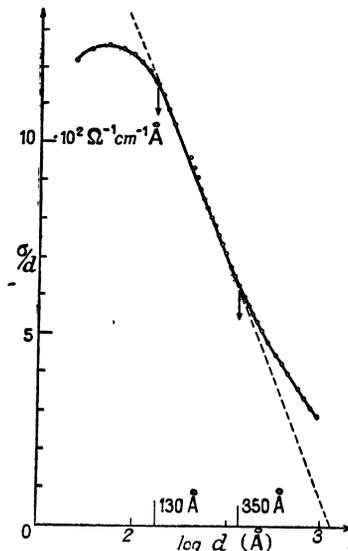


FIG. 7.

Dans la figure 7 nous avons introduit confor-

(1) Nous définissons une couche comme monoatomique ayant une épaisseur égale à la constante de la grille cristalline. Voir LOVELL, *Proc. Roy. Soc.*, 1936, 157, 311.

mément à la formule (1), le rapport σ/d en fonction de $\log d$. On remarque que dans le domaine des épaisseurs de 130-350 Å les points de mesure sont situés sur une droite. L'inclinaison de cette droite et son intersection avec l'abscisse donnent le libre parcours moyen des électrons à 90° K et la conductibilité du métal massif dont la structure est égale à celle de la couche. Dans le tableau suivant sont données quelques valeurs obtenues pour le métal alcalin K, pour différentes vitesses d'évaporation(2).

Nr.	$l_{273^\circ\text{K}}$ Å	$l_{90^\circ\text{K}}$ Å	$\sigma_{90^\circ\text{K}}^\infty$ $\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$	v Å min ⁻¹
XI/23	358	1 071	$4,7 \cdot 10^5$	16,7
XI/29	389	1 112	4,5.	16,7
XI/53	379	1 225	5,1.	8,3
XI/61	411	1 265	4,8.	8,3
XI/67	335	1 105	5,2.	9,0
XI/73	342	1 165	5,3.	8,6
XII/3	398	1 083	4,3.	5,7
XII/35	260	800	4,8.	← 21,4

$$l_{273^\circ\text{K}}^{\text{exp}} = 360 \pm 20 \text{ \AA} \quad \sigma_{90^\circ\text{K}}^{\infty, \text{couche}} = (4,8 \pm 0,1) \cdot 10^5 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$$

$$l_{273^\circ\text{K}}^{\text{th}} = 354 \text{ \AA} \quad \sigma_{90^\circ\text{K}}^{\infty, \text{massif}} = 5,9 \cdot 10^5 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$$

On remarque dans la figure 7 que pour des épaisseurs au-dessus du 3^e domaine les points mesurés s'écartent de la droite donnée par la formule simplifiée (1). Pour effectuer la comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux dans le 4^e domaine des épaisseurs, les plus grandes, nous avons introduit dans la figure 8, d'une part la

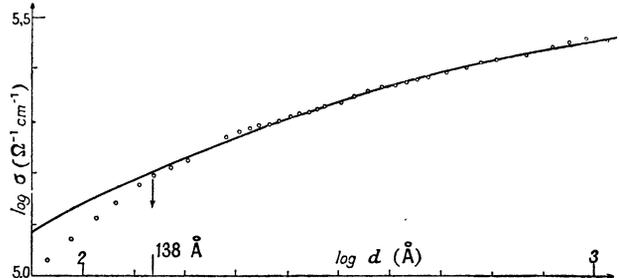


FIG. 8.

courbe théorique déterminée à l'aide de la relation de Sondheimer pour le cas général des épaisseurs quelconques, d'autre part les résultats obtenus pour des épaisseurs plus grandes, au-dessus du 3^e domaine. Sauf à des épaisseurs plus petites l'accord entre la théorie et l'expérience est satisfaisant.

(2) La valeur mesurée de $360 \pm 20 \text{ \AA}$ et son accord avec la valeur théorique de 354 \AA ne peuvent être considérées comme définitives, pour deux raisons : (1) Les valeurs pour le coefficient d'ionisation des atomes de K sur une surface incandescente de W mesurées jusqu'à présent par divers auteurs, montrent des grandes différences [6]. Nous avons utilisé, la valeur de 56 % mesurée par Mayer [6]. (2) Nous supposons $p = 0$ c'est-à-dire que tous les électrons sont diffusés après les collisions sur les surfaces de la couche mince. Mais jusqu'à présent il y a pas de possibilités pour une détermination expérimentale de p .

Dans le premier domaine au-dessous d'une couche monoatomique, la couche n'est pas continue. Il nous semble certain que, dans ce domaine, la couche est constituée d'un certain nombre d'agrégats ou d'îles d'atomes à cause du caractère statistique de l'évaporation et de la condensation. La conductibilité d'une telle couche sera donc due à deux mécanismes : le passage des électrons d'une île à l'autre par l'effet tunnel et la conductibilité métallique propre des îles elles-mêmes. La grandeur de la résistance électrique sera déterminée par le premier mécanisme seulement, la résistance due au second mécanisme étant très petite comparée à la résistance due à l'effet tunnel entre les îles. En appliquant la théorie des contacts électriques due à Holm [7] à une multiplicité d'îles équidistantes montées en parallèle et en série, on obtient une expression :

$$\log R = \log A + 0,578 a \quad (3)$$

en utilisant le travail d'extraction des électrons pour le métal K. R est la résistance de la couche, A une constante dépendant de la géométrie de la couche et a la distance entre deux îles en Å. En supposant, en vue d'une simplification du calcul, une forme carrée des îles, on obtient

$$a = \sqrt{\frac{F}{N}} (1 - \sqrt{\Theta}) \quad (4) \quad \text{et}$$

$$\log R = B - 0,578 \sqrt{\frac{F}{N}} \Theta \quad (4)$$

B étant une constante dépendant de même de la géométrie de la couche, N , le nombre des îles sur la surface F et Θ la « Bedeckung » [6]. On remarque que cette relation demande une dépendance linéaire

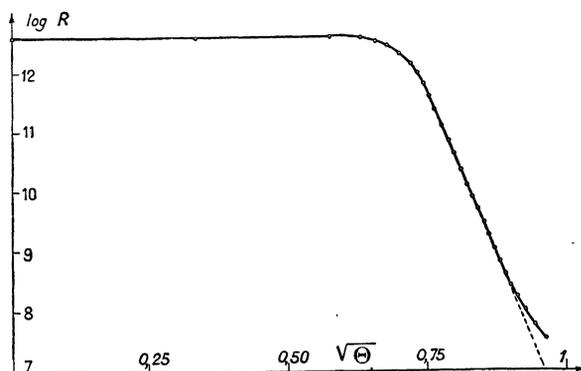


FIG. 9.

entre $\log R$ et $\sqrt{\Theta}$. La figure 9 montre que les résultats expérimentaux sont en bon accord avec cette relation. L'inclinaison de la droite permet de déterminer N . Θ étant connu on peut encore cal-

(3) Cette équation correspond à la droite donnée de Holm (*l. c.*, p. 117) dans la figure 22,05 pour un travail d'extraction de 2 eV.

(4) On obtient une relation de même forme en supposant d'autres formes géométriques simples pour les îles.

culer a , la distance moyenne entre les îles, et le nombre moyen des atomes dans une île. On obtient $N \sim 6.10^{12}$ îles/cm² ; $a \sim 4-10$ Å et ensuite un nombre moyen de 50 à 100 atomes par île. Ces nombres semblent justifier l'interprétation ci-dessus.

B. Électrons photoélectriques. — En même temps, avec le mécanisme de la conductibilité des couches minces de K, nous avons étudié l'effet photoélectrique de ces couches pour obtenir, entre autres, dans les mêmes conditions, le libre parcours des électrons photoélectriques qui intervient dans les théories de cet effet. Ce libre parcours des électrons photoélectriques dans un métal est différent du libre parcours des électrons de conductibilité.

Cette différence est facile à comprendre. La conductibilité métallique est déterminée par l'impulsion totale donnée du champ électrique au gaz des électrons libres en bloc. Tout au contraire de ce mécanisme l'émission d'un électron photoélectrique (ou secondaire) est seulement déterminée par l'énergie de cet électron individuel.

Conformément à ces deux mécanismes différents, le libre parcours moyen des électrons de conductibilité est défini par la distance moyenne parcourue par un électron jusqu'à ce que le surplus de son impulsion, due au champ électrique, soit transféré au réseau cristallin. Au contraire, le libre parcours moyen des électrons photoélectriques dans l'intérieur d'un métal peut être défini par la distance moyenne parcourue d'un électron jusqu'à ce que son énergie ne soit plus suffisante pour sa sortie. Dans le premier cas, ce transfert est seulement influencé par l'action réciproque entre les électrons de conductibilité d'une part, les vibrations thermiques — c'est-à-dire, par l'absorption et l'émission des phonons — et les défauts du réseau cristallin d'autre part. Mais ces deux processus ne changent pas l'énergie d'un électron particulier, en première approximation, et n'influencent donc pas le libre parcours des électrons photoélectriques, qui est déterminé seulement par l'action réciproque entre les électrons, car l'énergie des phonons est très petite en comparaison de celle des électrons et l'action réciproque avec un défaut, peut être considérée comme un choc avec une masse infiniment grande.

En effet, l'étude expérimentale de l'évolution de l'effet photoélectrique en fonction de l'épaisseur d'une couche métallique présente une possibilité pour la détermination du libre parcours des électrons photoélectriques en le comparant à une longueur mesurée, c'est-à-dire cette épaisseur. Il faut remplir deux conditions : 1° Le parcours des photons, c'est-à-dire, la constante d'absorption réciproque, doit être plus grand que le parcours cherché des électrons photoélectriques, parce que, seulement dans ce cas, le parcours cité en dernier

lieu déterminera l'influence de l'épaisseur sur l'effet photoélectrique. 2° L'effet photoélectrique ne doit pas être un effet de surface, mais un effet de volume, le premier étant indépendant de l'épaisseur.

Dans les cas des métaux alcalins, à cause de leur faible absorption en ultraviolet, la première condition est accomplie. En ce qui concerne la seconde condition, l'ensemble de nos résultats a montré que l'effet photoélectrique extérieur est un effet de volume.

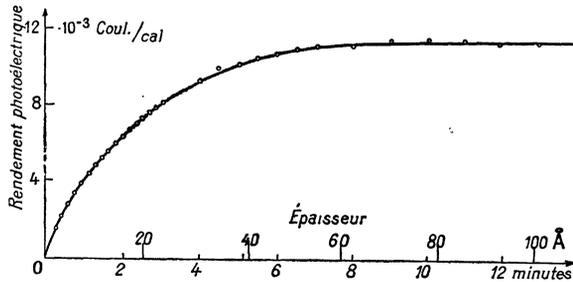


FIG. 10.

On peut déduire ce fait entre autres de la courbe dans la figure 10, qui montre la variation avec l'épaisseur de l'effet photoélectrique due à la radiation $\lambda = 365 \text{ m}\mu$ mesurée pendant la condensation des atomes de K sur une surface refroidie en quartz amorphe. Simultanément avec l'effet photoélectrique, nous avons mesuré la réflexion et la transmission, pour en déterminer l'absorption de la radiation incidente par la même couche mince. Il faut qu'un effet photoélectrique de surface soit indépendant de l'épaisseur du métal aussitôt que la surface est complètement formée, c'est-à-dire pour une épaisseur de 2-3 couches monoatomiques à peu près. Par contre, le résultat expérimental montre que l'effet photoélectrique dépend de l'épaisseur du métal jusqu'à 10 couches monoatomiques environ ou 60 Å. C'est donc un effet de volume. Le résultat expérimental dans la courbe, figure 10, permet de déduire immédiatement une limite supérieure pour le libre parcours moyen des électrons photoélectriques excités par la radiation $\lambda = 365 \text{ m}\mu$. L'effet reste constant au-dessus d'une épaisseur de 60 Å⁽⁵⁾ et le parcours libre ne peut dépasser cette valeur. Une analyse semi-quantitative montre qu'il est compris entre 30 et 50 Å environ.

Les résultats pour les autres radiations entre 360-250 mμ donnés dans la figure 11 montrent⁽⁶⁾ que ce parcours libre — dont la limite supérieure est indiquée par le commencement de constance

⁽⁵⁾ Le rendement photoélectrique, rapporté à l'énergie absorbée dans une couche dont l'épaisseur est égale au parcours libre reste constant depuis cette épaisseur jusqu'à des épaisseurs grandes où la couche peut être considérée comme métal massif.

⁽⁶⁾ Par multiplication par un facteur constant, convenablement choisi, les courbes sont réduites de telle manière que leur pente au début, soit égale.

de l'effet — n'est pas constant. Il est une fonction de l'énergie des électrons ; il devient très petit pour les radiations ultra-violettes, au-dessous de 300 mμ, c'est-à-dire de quelques Å.

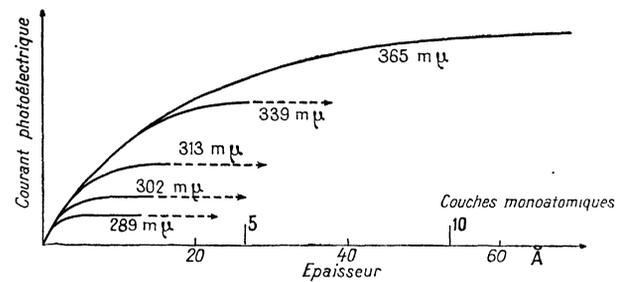


FIG. 11.

Sans entrer dans le détail, nous voudrions dire en conclusion, que les nouvelles idées concernant le mécanisme de l'action mutuelle entre les électrons permettent non seulement de comprendre, mais encore exigent cette dépendance observée et mesurée ici pour la première fois [8].

DISCUSSION

M. Sondheimer. — Avez-vous mesuré la variation de résistance dans un champ magnétique pour vos films de métaux alcalins ? Ceci aurait pu donner une estimation du moment des électrons libres (donc, de leur nombre) ainsi que de leur parcours moyen.

M. Mayer. — Nous sommes en train de le faire. A présent il s'agit de mesures d'effet Hall. Il nous semble certain que ces mesures donneront des résultats quantitatifs.

M. Sondheimer. — Avez-vous utilisé d'autres métaux ?

M. Mayer. — Uniquement des métaux alcalins.

M. Sondheimer. — Avez-vous utilisé le sodium ?

M. Mayer. — Nous avons surtout utilisé jusqu'ici le potassium parce que Lovell signalait de grosses difficultés avec ce corps. Nous n'avons pas retrouvé les difficultés de Lovell qui devait opérer sous des vides peu élevés et sur des supports pas assez bons. Nous étudions maintenant le césium et nous retrouvons les mêmes courbes. Seules les valeurs numériques changent. Nous nous sommes proposé d'étudier aussi le sodium.

M. Sondheimer. — Sous ce rapport, il serait particulièrement important d'effectuer des mesures sur le sodium, car dans ce métal la perturbation du phénomène de magnéto-résistance dans le métal massif apparaît moins importante que dans d'autres métaux alcalins.

M. Mayer. — Du point de vue expérimental, le

sodium est un métal très difficile à utiliser. Mais nous nous proposons de l'étudier aussi.

M. Blanc-Lapierre. — Je voudrais connaître quelques précisions sur la géométrie du modèle qui a été utilisé pour appliquer à un ensemble de grains les résultats de Holm.

M. Mayer. — En première approximation nous considérons la couche constituée d'un nombre N , d'îles d'atomes, de même grandeur, circulaires ou carrées, équidistantes. Pour calculer la résistance entre deux îles, due à l'effet tunnel, nous utilisons la formule due à Holm [7]. Puis nous considérons ces résistances montées, simultanément, en parallèle et en série, comme le montre la figure.

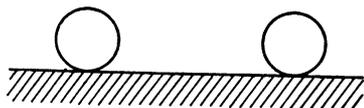


FIG. 12.

M. Néel. — N'est-il pas possible de relier théoriquement et expérimentalement la variation de l'effet photoélectrique en fonction de l'épaisseur avec l'absorption ou la transparence optique de la couche ? Lorsque la couche devient opaque, l'effet photoélectrique devrait devenir constant.

M. Mayer. — L'effet photoélectrique pour 313 $\mu\mu$ de radiation par exemple reste constant à partir de 3 couches atomiques. A cette épaisseur la couche est presque complètement transparente. Le fait expérimental que le courant photoélectrique reste constant jusqu'à l'épaisseur correspondant au métal massif ne peut être donc expliqué par une variation de l'absorption optique ou de la transparence, mais seulement en raison de la faible valeur du libre parcours moyen.

M. Nifontoff. — Avez-vous essayé de mesurer les variations de la résistance des lames à structure granulaire en fonction du champ appliqué ?

M. Mayer. — Nous avons étudié jusqu'ici seulement la variation de la résistance en fonction de faibles champs appliqués. En ce cas la loi d'Ohm est valable.

M. Nifontoff. — Parce que tout mécanisme de passage des électrons de grain à grain, par effet tunnel par exemple, implique des écarts à la loi d'Ohm pour des champs assez forts.

M. Vodar. — Sur quelles raisons vous basez-

vous pour ne tenir compte que de l'effet tunnel et non de l'excitation thermique des électrons par-dessus les barrières ?

M. Mayer. — Parce que, en considérant les températures basses de nos mesures, et la valeur de travail d'extraction de potassium une excitation thermique nous semble très peu vraisemblable.

M. Vodar. — Je signale que dans l'ultra-violet lointain, vers 800 Å, des mesures récentes d'auteurs américains montrent que le rendement photoélectrique est très élevé (il passe d'ailleurs par un maximum en fonction de la longueur d'onde). On considère que cet effet est un effet photoélectrique de volume pur ; il est intéressant de voir, grâce aux résultats de M. Mayer, que l'effet photoélectrique des métaux alcalins est un effet de volume dans le visible et l'ultra-violet proche.

M. Colombani. — Lowell a étudié la conductibilité du potassium en fonction de l'épaisseur. Y a-t-il une grosse différence entre vos deux courbes ?

M. Mayer. — Lowell dit dans son article qu'il n'a pas eu de difficultés avec le césium et le rubidium, mais de grosses difficultés avec le potassium. Pour cette raison il n'a pas déterminé, avec ces mesures, le libre parcours moyen pour ce métal alcalin, la courbe conductibilité/épaisseur n'étant ni reproductible ni stable. D'autre part il n'avait pas cette dépendance linéaire entre σ/d en fonction de $\log d$ qui nous a permis de déterminer facilement et exactement le libre parcours moyen. Il a déterminé seulement une valeur semi-quantitative pour le césium et le rubidium en calculant théoriquement au moyen d'une formule déduite par lui-même pour diverses valeurs du libre parcours moyen, convenablement supposées, la variation de la résistance en fonction de l'épaisseur et en ajustant la courbe expérimentale à une de ces courbes théoriques.

M. Van Itterbeek. — Encore une fois je reviens à la question de la température du dépôt. Il faut faire très attention car la surface de support n'est pas à la température du liquide intérieur et cela surtout quand vous allez mesurer les libres parcours moyens à ces températures. Comme je l'ai signalé, il faut mesurer la température même du dépôt, sinon on peut introduire des erreurs importantes.

M. Mayer. — Nous avons mesuré les températures de la surface extérieure du support, c'est-à-dire la température de la couche au moyen d'un couple Pt/Ni dont le Pt était une des électrodes vaporisées sur le support.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] THOMSON (J. J.), *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, 1901, **11**, 120.
 [2] FUCHS (K.), *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, 1938, **34**, 100.)
 [3] CHAMBERS (R. G.), *Proc. Roy. Soc.*, 1950, **A202**, 378 ; *Nature* (London), 1951, **165**, 239.
 [4] SONDSHEIMER (E. H.), *Advances in Phys.*, 1952, **1**, 1.

- [5] ALPERT (O.), *J. Appl. Phys.*, 1953, **24**, 860.
 [6] VOIR e. a. MAYER (H.), *Physik dünner Schichten*, Stuttgart, 1950, s. 47 ff.
 [7] HOLM (R.), *Electriccontacts*, Stockholm, 1946.
 [8] PINES (D.), *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 626 et WOLFF (A.), *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 56.