



Étude des constantes optiques caractérisant les minces couches d'or

F. Grard

► To cite this version:

F. Grard. Étude des constantes optiques caractérisant les minces couches d'or. Journal de Physique et le Radium, 1956, 17 (5), pp.414-419. 10.1051/jphysrad:01956001705041400 . jpa-00235397

HAL Id: jpa-00235397

<https://hal.science/jpa-00235397>

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.

ÉTUDE DES CONSTANTES OPTIQUES CARACTÉRISANT LES MINCES COUCHES D'OR

Par F. GRARD ⁽¹⁾.

Sommaire. — Les constantes optiques déterminées par Goos dans un domaine de longueurs d'onde comprises entre 265 mμ et 1 050 mμ pour de minces couches d'or d'épaisseur variant entre 10,4 Å et 1 080 Å ont servi de base au présent travail.

Les différences qui existent entre les valeurs de ces constantes et celles du métal massif ont été interprétées comme résultant d'une diminution progressive de l'influence sur les propriétés optiques des minces couches d'une fréquence de résonance qui caractérise l'or massif, lorsque l'épaisseur diminue. Cette fréquence est égale à 18 000 cm⁻¹ (exprimée en nombres d'ondes par cm).

I. Données expérimentales. — Goos [1] a déterminé les constantes optiques n et k (respectivement l'indice de réfraction et l'indice d'absorption) de minces couches d'or pour des épaisseurs variant depuis 10,4 Å jusque 1 080 Å. Ces couches d'or ont été déposées par projection cathodique sur des supports en quartz. L'auteur a mesuré le pouvoir de réflexion et le pouvoir de transmission en incidence normale, dans un domaine de longueur d'onde s'étendant depuis 1 050 mμ dans l'infrarouge jusque 265 mμ dans l'ultraviolet proche.

Le pouvoir de réflexion J_r et le pouvoir de transmission J_d définis comme étant les rapports respectivement des intensités lumineuses réfléchie et transmise par la couche à l'intensité lumineuse

incidente ont été exprimés par Murmann [2] en fonction des constantes optiques du métal de la couche, de l'épaisseur de celle-ci et des constantes optiques n_0 et n_2 caractérisant les milieux qui lui sont adjacents. Les relations ainsi obtenues, de même que des relations d'approximation qui découlent d'elles ont été utilisées par Goos pour déterminer les constantes optiques n et k à partir des données expérimentales.

Remarque :

La validité de ces relations, en particulier pour le pouvoir de réflexion, a été contestée récemment [3].

Le pouvoir de réflexion peut s'écrire sous la forme suivante (équivalente à celle figurant dans le travail de Goos [1])

$$J_r = \frac{|r_I|^2 + |r_{II}|^2 e^{-8\pi k \frac{d}{\lambda}} + 2|r_I| |r_{II}| e^{-4\pi k \frac{d}{\lambda}} \cos \left(4\pi n \frac{d}{\lambda} + \delta_I - \delta_{II} \right)}{1 + |r_I|^2 |r_{II}|^2 e^{-8\pi k \frac{d}{\lambda}} + 2|r_I| |r_{II}| e^{-4\pi k \frac{d}{\lambda}} \cos \left(4\pi n \frac{d}{\lambda} - \delta_I - \delta_{II} \right)}$$

dans laquelle les « coefficients d'affaiblissement » de Fresnel r_I pour la surface de séparation air-métal et r_{II} pour la surface de séparation métal-quartz ont été exprimés sous la forme :

$$r_I = |r_I| e^{i\delta_I} \quad \text{et} \quad r_{II} = |r_{II}| e^{i\delta_{II}}$$

avec

$$r_I = \frac{n_0 - \bar{n}}{n_0 + \bar{n}} \quad \text{et} \quad r_{II} = \frac{\bar{n} - n_2}{\bar{n} + n_2}$$

$\bar{n}$ est l'indice de réfraction complexe caractérisant le métal de la couche et a été posé égal à $n - ik$.

Selon Vašicek, cette relation ne serait pas exacte, car dans le cas limite où la surface antérieure de la couche (celle qui reçoit la lumière incidente) est parfaitement réfléchissante, le pouvoir de réflexion J_r qui doit alors être égal à 1, ne le pourrait pas, car les arguments de fonctions cosinus qui figurent au numérateur et au dénominateur sont différents. Cependant, dans ce cas limite, δ_I est égal à 0 et d'autre

part $|r_I|^2 = 1$ entraîne ou bien $k = \infty$, ou bien $n = 0$. Considérons le cas $n = 0$, δ_I et δ_{II} apparaissent dans les fonctions cosinus du fait que la couche est absorbante, c'est-à-dire que sa conductivité électrique σ est $\neq 0$.

Or, pour $n = 0$, la relation $nk = \frac{\sigma}{\nu}$ (ν = fréquence de l'onde incidente) valable dans le cas des ondes planes [4] entraîne $k = \infty$.

Il s'ensuit que dans le cas limite considéré, les fonctions cosinus du numérateur et du dénominateur de J_r tendent tous deux vers la même valeur en même temps que le coefficient qui les précède devient nul. J_r est alors égal à 1.

Ces considérations nous ont fait conserver les valeurs de n et de k telles qu'elles ont été déterminées par Goos à partir des grandeurs expérimentales J_r et J_d et des relations établies par Murmann entre ces grandeurs expérimentales et les constantes caractérisant le système constitué par la couche et son support. Le tableau I a été

⁽¹⁾ Actuellement à l'Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires, Centre annexé à la Faculté Polytechnique de Mons (Belgique).

composé au moyen des valeurs de n et k que nous avons choisies pour baser le présent travail.

Les chiffres accompagnés d'une astérisque ont été obtenus par interpolation.

TABLEAU I
CONSTANTES OPTIQUES DE L'OR (Goos, Z. Physik, 1937, 106, 606)

$\bar{\nu}$	10,4 Å		24,2 Å		36,0 Å		45,5 Å		70,4 Å		110 Å		200 Å		∞	
	n	k	n	k	n	k	n	k	n	k	n	k	n	k	n	k
9 500 cm^{-1}	5,0	0,15	4,8	0,68	4,9	1,4	5,0	2,3	4,9	3,4	4,3	4,7	0,56	7,1	0,30	7,26
14 300	4,2	1,0	5,0	2,0	4,2	3,0	3,9	3,7	4,1	3,9	2,3	4,7	0,38	4,4	0,24	4,33
17 300	3,6	1,9	3,1	2,9	2,8	2,8	2,3	3,1	1,6	3,5	1,1	3,6	0,44	3,1	0,32	3,0
18 300	3,3	1,8	2,7	2,4	2,2	2,5	1,9	2,7	1,4	2,85	1,0	2,75	0,55	2,6	0,44	2,63
23 000	2,0	1,7	1,9	1,9	2,0	1,7	2,0	1,7	2,1	1,7	2,0	1,7	1,9*	1,8*	1,8	1,9
27 400	{ 1,6 2,5 }		{ 2,0 1,3 }		{ 1,8 2,3 }		{ 1,9 1,5 }		2,0	1,7	2,0	1,7	2,0	1,7	1,9*	1,85
32 000	{ 1,5 2,5 }		{ 2,0 1,2 }		{ 1,6 2,5 }		{ 2,0 1,2 }		1,8	1,75	2,0	1,7	2,0	1,7	1,9*	1,85*
37 700	{ 1,6 2,3 }		{ 1,8 1,3 }		{ 1,4 2,6 }		{ 2,2 1,1 }		1,9	1,6	2,0	1,6	1,7	1,8	1,9	1,6

II. Interprétation des résultats expérimentaux. —

— Si on porte en graphique les courbes $2nk\bar{\nu}$ en fonction de la fréquence $\bar{\nu}$ (exprimée en nombre d'ondes par cm) pour les différentes couches d'or d'épaisseurs comprises entre 10,4 Å et 70,4 Å, on constate que ces courbes présentent des maxima nettement dessinés. Pour des épaisseurs supérieures à 70,4 Å, les courbes correspondantes croissent vers l'infrarouge plus rapidement que celle tracée pour le métal massif, sans présenter de maximum dans la région du spectre où l'on a effectué les mesures.

Wolter [5] a montré que cette propriété des minces couches d'or peut s'interpréter en considérant que le métal qui les constitue se caractériserait par de nouvelles fréquences de résonance, situées, pour les très faibles épaisseurs, dans le visible. Ces fréquences n'existeraient pas dans le métal massif. Ce phénomène résulterait du fait que les électrons normalement libres dans le métal massif entreraient dans un certain état de liaison lorsque l'épaisseur des couches devient de l'ordre de quelques dizaines d'Å.

Des hypothèses analogues se rapportant au changement de comportement des électrons libres dans le métal des minces couches ont également été formulées par Planck [6] et Pogany [7].

Wolter a posé que les formules de dispersion suivantes seraient valables dans le cas de minces couches métalliques :

$$2nk\bar{\nu} = \frac{C_0 \bar{\nu}_0^2 \bar{\nu}^2}{(\bar{\nu}_0^2 - \bar{\nu}^2)^2 + \bar{\nu}^2 \bar{\nu}_0'^2} + \sum_i \frac{C_i \bar{\nu}_i^2 \bar{\nu}^2}{(\bar{\nu}_i^2 - \bar{\nu}^2)^2 + \bar{\nu}^2 \bar{\nu}_i'^2} \quad (1)$$

Le premier terme du second membre remplace le terme suivant :

$$\frac{C_0 \bar{\nu}_0^2}{\bar{\nu}^2 + \bar{\nu}_0'^2} \text{ correspondant aux électrons libres.}$$

Les $\bar{\nu}_0$ qui entrent dans la relation 1 sont les nouvelles fréquences de résonance, les $\bar{\nu}_i$, celles des électrons normalement liés. Les constantes C_0 et C_i sont mises respectivement pour $\frac{N_0 e^2}{\pi m c^2}$ et $\frac{N_i e^2}{\pi m c^2}$ avec N_0 et N_i représentant le nombre de charges de polarisation 0 et i par cm^3 . Les $\bar{\nu}_0'$ et $\bar{\nu}_i'$ sont les constantes d'amortissement introduites couramment dans la théorie de la dispersion.

La somme $\sum_i$ dans (1) représente la contribution à la valeur $2nk\bar{\nu}$ des électrons normalement liés dans le métal massif. Elle peut être considérée comme constante dans la région du spectre proche de l'infrarouge et est petite à côté du premier terme dans le cas de minces couches d'or ainsi que le montrent nettement les courbes expérimentales $2nk\bar{\nu}$ [5].

Si l'on pose cette somme égale à q , la quantité :

$$2nk\bar{\nu} - q$$

représente alors le premier terme du second membre de (1), soit :

$$\frac{C_0 \bar{\nu}_0^2 \bar{\nu}^2}{(\bar{\nu}_0^2 - \bar{\nu}^2)^2 + \bar{\nu}^2 \bar{\nu}_0'^2}$$

L'examen analytique des courbes $(2nk\bar{\nu} - q)$ obtenues en choisissant une valeur convenable de q a permis de déterminer pour chaque épaisseur, les constantes C_0 , $\bar{\nu}_0$, $\bar{\nu}_0'$ caractérisant les électrons « libres » dans leur nouvel état de liaison.

Du travail de Wolter cité plus haut, nous reproduisons le tableau II.

La relation (1) utilisée plus haut est en fait applicable, d'après la théorie classique de la dispersion, au cas des milieux peu denses, tels que les gaz. Elle a été déduite en considérant que les diffé-

rentes charges de polarisation du milieu étudié ne subissent pas l'influence des charges qui leur sont voisines et que par conséquent, la seule force qui agit sur elles consiste en le champ électrique $\bar{E}$ de l'onde lumineuse qui traverse le milieu.

TABLEAU II

d	$\bar{\nu}_0$	$\bar{\nu}'_0$	C_0
10,4 Å	17 300 cm ⁻¹	5 300 cm ⁻¹	11,1.10 ⁸ cm ⁻²
24,2	15 100	5 600	15,7
36,0	14 900	6 600	23,0
45,5	14 200	8 400	32,5
70,4	13 000	7 400	39,0

Dans le cas de mince couches, on doit plutôt se tourner vers la théorie de la dispersion applicable aux milieux denses. A l'intérieur de ceux-ci les charges de polarisation subissent, outre le champ électrique $\bar{E}$, l'influence du milieu polarisé qui les entoure. Pour un milieu isotrope, la force totale serait égale à

$$|\bar{F}| = \bar{E} + \frac{4\pi}{3} \bar{P} \quad (2)$$

$\bar{P}$ étant la polarisation du milieu [4].

Ce résultat s'obtient en considérant chaque charge (électron) placée au centre d'une cavité sphérique dont la densité électrique superficielle est égale à la projection du vecteur polarisation $\bar{P}$ sur la normale en chacun de ses points. Les dimensions de cette sphère doivent être petites, comparées à la longueur d'onde de la lumière, mais suffisamment grandes pour que l'influence du milieu polarisé puisse être considérée comme homogène.

La formule de dispersion suivante qui en résulte :

$$\frac{18nk\bar{\nu}}{[n^2 - k^2 + 2]^2 + 4n^2k^2} = \sum \frac{C_i \bar{\nu}_i' \bar{\nu}_i}{(\bar{\nu}_i^2 - \bar{\nu}^2)^2 + \bar{\nu}^2 \bar{\nu}_i'^2}$$

peut s'écrire sous une forme analogue à 1 :

$$2nk\bar{\nu} = \sum_i \frac{K_i \bar{\nu}_i' \bar{\nu}^2}{(\bar{\nu}_i'^2 - \bar{\nu}^2)^2 + \bar{\nu}^2 \bar{\nu}_i'^2} \quad (3)$$

$\bar{\nu}_i^*$ ne représente plus ici la fréquence propre de la charge i . C'est une fonction, ainsi que K_i , très compliquée des différentes constantes qui caractérisent les différentes charges de polarisation.

Plaçons-nous au voisinage de la fréquence $\bar{\nu}_0$. Si nous supposons que les charges de polarisation autres que celles désignées par l'indice 0 sont caractérisées par une fréquence de résonance très éloignée de $\bar{\nu}_0$, nous pouvons en première approximation négliger l'influence de ces charges sur le comportement des charges 0 et la relation (3) peut alors s'écrire sous la forme simple suivante :

$$2nk\bar{\nu} = \frac{C_0 \bar{\nu}_0' \bar{\nu}^2}{(\bar{\nu}_0'^2 - \bar{\nu}^2)^2 + \bar{\nu}^2 \bar{\nu}_0'^2} + q$$

avec

$$\bar{\nu}_0'^2 = \bar{\nu}_0^2 - \frac{4\pi}{3} \frac{N_0 e^2}{mc^2}$$

ou

$$\bar{\nu}_0'^2 = \bar{\nu}_0^2 - \frac{C_0}{3}. \quad (4)$$

q représente les autres termes de la somme et est petit à côté du premier terme écrit, au voisinage de $\bar{\nu}_0$.

Dans ce cas, les courbes $2nk\bar{\nu}$ présentent un maximum pour $\bar{\nu} = \bar{\nu}_0^*$, différente de la fréquence propre $\bar{\nu}_0$. Les valeurs consignées dans la seconde colonne du tableau II sont à regarder comme étant les valeurs de $\bar{\nu}_0^*$.

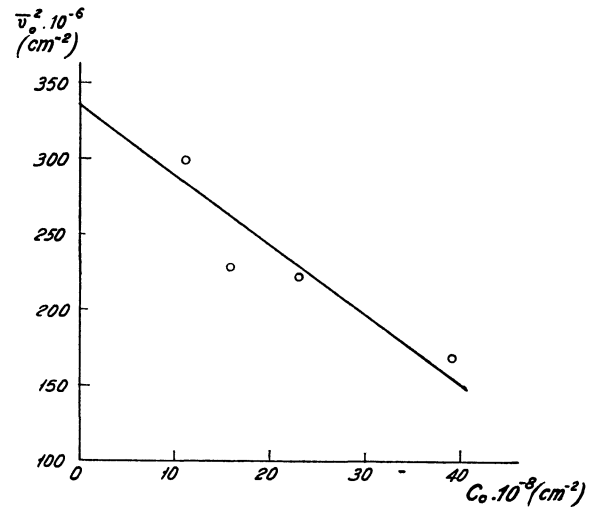


FIG. 1.

Sur le graphique de la figure 1, nous avons porté le carré de ces valeurs expérimentales en fonction de C_0 . Malgré l'imprécision dans la détermination de la fréquence pour laquelle les courbes $2nk\bar{\nu}$ présentent un maximum (dû au petit nombre de mesures faites en fonction de la fréquence), on remarque une diminution systématique de $\bar{\nu}_0'^2$ lorsque C_0 croît. Par les points du graphique obtenu nous avons tracé une droite qui coupe l'axe des ordonnées au point $\bar{\nu} = 18\,400$ cm⁻¹.

Le coefficient angulaire de cette droite est voisin de $-\frac{1}{20}$ alors que, selon (4), la théorie, telle que

développée ci-dessus, prévoit $-\frac{1}{3}$. Or, il se fait que le coefficient $\frac{1}{3}$ de l'équation (4) provient du coefficient $\frac{1}{3}$ qui figure dans l'expression de la

force $\bar{F}$ agissant sur les charges de polarisation (2).

Dans le cas des minces couches d'or, cette force $\bar{F}$

serait ainsi égale à :

$$\bar{F} = \bar{E} + \frac{4\pi}{20} \bar{P}.$$

Ce fait peut s'expliquer de la façon suivante : dans une couche métallique de quelques dizaines d'Å, il n'y a plus isotropie vis-à-vis de l'action du milieu polarisé sur les charges de polarisation,

comme lorsqu'on se trouve à l'intérieur d'un milieu dense. On serait alors amené à considérer pour le calcul de la force $\bar{F}$, au lieu d'une cavité sphérique, un alvéole aplati, de révolution autour d'un axe perpendiculaire à la surface de la couche. La force exercée sur les charges de polarisation serait alors égale à

$$\bar{E} + \frac{4\pi}{\kappa} \bar{P}$$

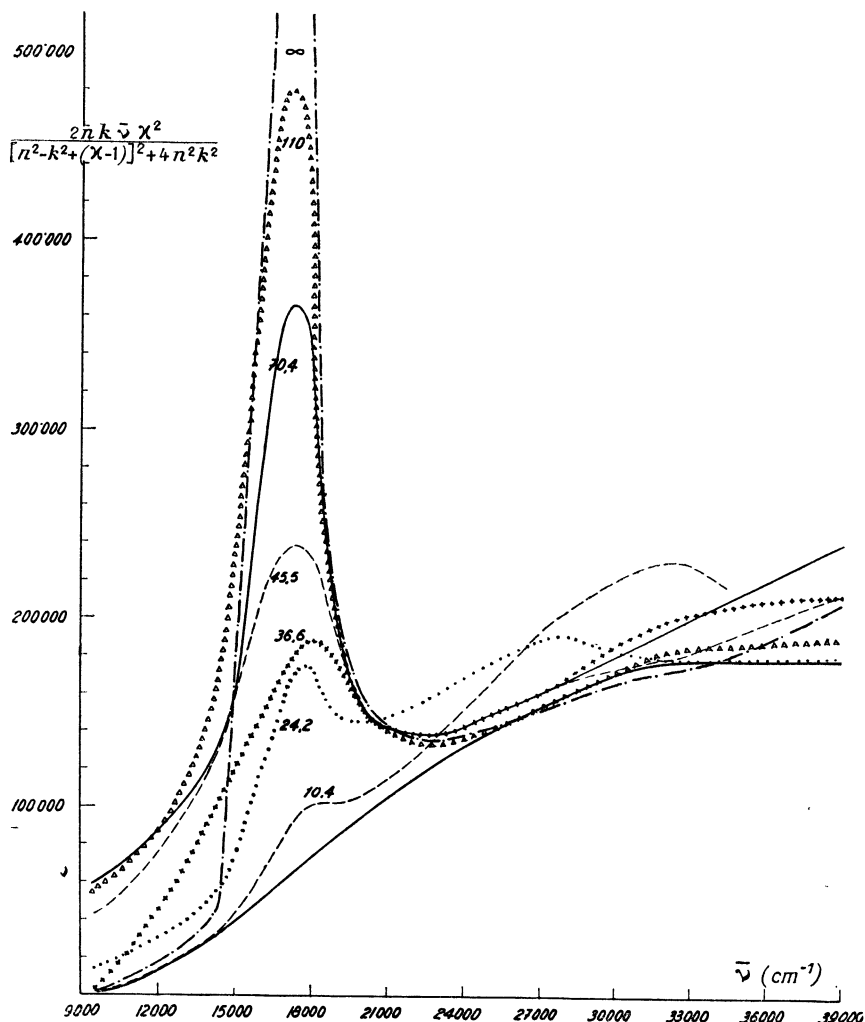


FIG. 2.

κ étant un paramètre qui dépend de la forme de l'alvéole à considérer. Il varie entre ∞ pour une cavité infiniment mince (en incidence normale) et 3 pour une sphère. Dans le cas des minces couches d'or d'épaisseur inférieure à 100 Å, nous aurions 20.

Examinons la théorie classique de la dispersion dans le cas général où la force $\bar{F}$ est égale à $\bar{E} + \frac{4\pi}{\kappa} \bar{P}$.

La polarisation du milieu traversé par l'onde lumineuse est donnée par : [4]

$$\bar{P} = \frac{\bar{F}}{4\pi} \sum_i \frac{C_i}{\bar{\nu}_i^2 - \nu^2 + i\bar{\nu}\bar{\nu}_i'}$$

avec

$$C_i = \frac{N_i e^2}{\pi m c^2}.$$

En remplaçant $\bar{F}$ par sa valeur, on obtient fina-

lement :

$$\frac{4\pi P/E}{1 + \frac{4\pi}{\kappa} P/E} = \sum_i \frac{C_i}{\bar{\nu}_i^2 - \bar{\nu}^2 + i\bar{\nu}\bar{\nu}_i'} \quad (5)$$

($\bar{P}$ et $\bar{E}$ sont deux vecteurs ayant même direction. P/E représente le rapport de leur longueur).

Or, $\bar{n} = n - ik$ étant l'indice de réfraction complexe du milieu, on a :

$$n^2 = 1 + 4\pi P/E \text{ ou } 4\pi P/E = n^2 - 1.$$

d'où, de (5) :

$$\frac{\kappa(\bar{n}^2 - 1)}{\bar{n}^2 + (\kappa - 1)} = \sum_i \frac{C_i}{\bar{\nu}_i^2 - \bar{\nu}^2 + i\bar{\nu}\bar{\nu}_i'}. \quad (6)$$

La partie imaginaire de (6) conduit à la relation suivante :

$$\frac{2nk\bar{\nu}\kappa^2}{[n^2 - k^2 + (\kappa - 1)]^2 + 4n^2k^2} = \sum_i \frac{C_i\bar{\nu}^2\bar{\nu}_i'}{(\bar{\nu}_i^2 - \bar{\nu}^2)^2 + \bar{\nu}^2\bar{\nu}_i'^2}$$

les $\bar{\nu}_i$ étant les fréquences propres qui caractérisent les différentes charges de polarisation i .

Dans le graphique de la figure 2, nous avons porté les valeurs de $\frac{2nk\bar{\nu}\kappa^2}{[n^2 - k^2 + (\kappa - 1)]^2 + 4n^2k^2}$

calculées pour chacune des épaisseurs comprises entre 10,4 Å et 70,4 Å en fonction du nombre d'onde.

Les courbes obtenues présentent des maxima tous situés entre 17 300 cm^{-1} et 18 300 cm^{-1} . Ce fait est en excellent accord avec le résultat mentionné plus haut que la fréquence propre responsable des maxima dans les courbes $2nk\bar{\nu}$ devait se situer aux environs de 18 400 cm^{-1} .

Pour le métal massif, il est également normal de rejeter la valeur $\kappa = 3$. En effet, les valeurs de n et de k pour le métal massif représentent les constantes optiques de la couche superficielle au niveau de laquelle on effectue les déterminations expérimentales (mesure du pouvoir de réflexion et mesure du changement de phase apparaissant à la réflexion). Néanmoins, les conditions d'isotropie sont certainement mieux réalisées que dans le cas d'une couche d'or très mince. Pour $\kappa = 11$, la

courbe $\frac{2nk\bar{\nu}\kappa^2}{[n^2 - k^2 + (\kappa - 1)]^2 + 4n^2k^2}$ correspondant au métal massif possède un maximum très aigu pour $\bar{\nu}$ compris entre 17 300 et 18 300 cm^{-1} . En dehors de cet intervalle, la courbe épouse la forme de celles précédemment tracées.

Pour une épaisseur de 110 Å, une bonne valeur de κ semble être 16. La courbe tracée pour cette valeur de κ a l'allure que nous venons de décrire. Enfin, pour 200 Å, κ a été choisi égal à 11 et a conduit au même résultat. Le paramètre κ décroît donc au fur et à mesure que l'épaisseur des couches d'or augmente (fig. 3).

On voit sur le graphique de la figure 2 que les pics s'estompent progressivement au fur et à mesure que l'épaisseur diminue.

Les courbes $\frac{2nk\bar{\nu}\kappa^2}{[n^2 - k^2 + (\kappa - 1)]^2 + 4n^2k^2}$ résulteraient ainsi de la superposition d'un pic à la courbe tracée en pointillé sur le même graphique.

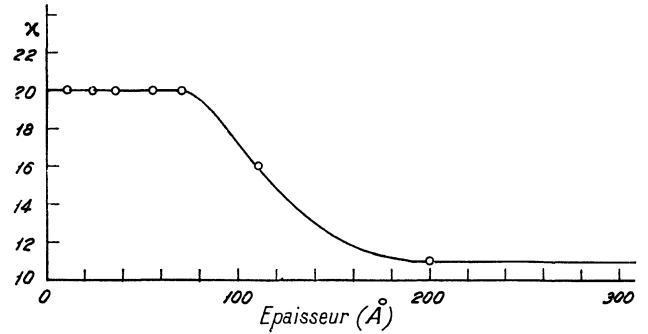


FIG. 3.

Celle-ci représenterait les termes

$$\sum_i \frac{C_i\bar{\nu}^2\bar{\nu}_i'}{(\bar{\nu}_i^2 - \bar{\nu}^2)^2 + \bar{\nu}^2\bar{\nu}_i'^2}$$

correspondant à toutes les fréquences de résonance $\bar{\nu}_i$ différentes de 18.000 cm^{-1} .

En retranchant alors des courbes de la figure 2 la courbe inférieure qui y figure, on obtient un

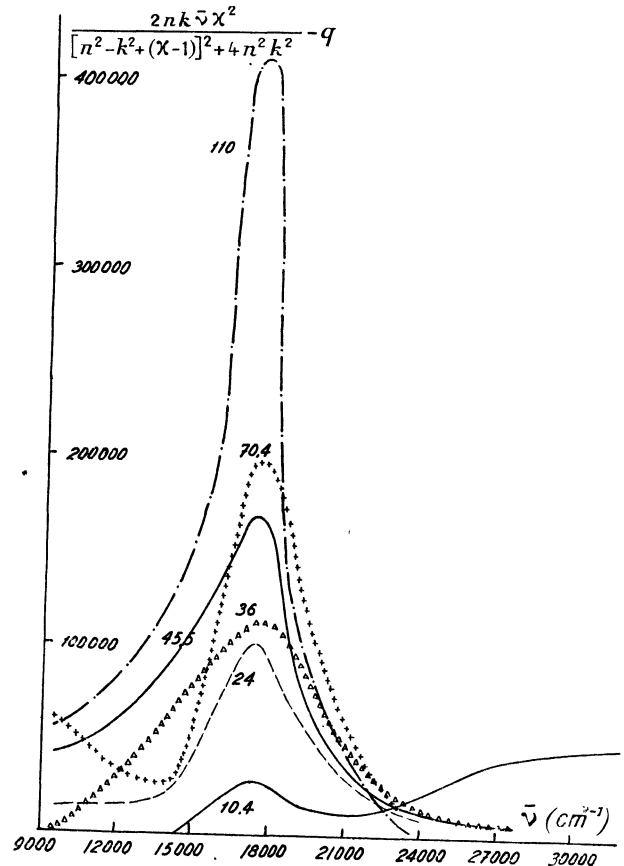


FIG. 4.

ensemble de courbes qui présentent chacune un maximum au voisinage de $18\,000\text{ cm}^{-1}$ (fig. 4). Elles représenteraient la fonction

$$\frac{C_0 \bar{\nu}^2 \bar{\nu}'_0}{(\bar{\nu}_0^2 - \bar{\nu}^2)^2 + \bar{\nu}^2 \bar{\nu}'_0^2} \text{ avec } \bar{\nu}_0 = 18\,000\text{ cm}^{-1}.$$

La hauteur à l'endroit du maximum et la largeur des courbes à mi-hauteur sont respectivement égales à $\frac{C_0}{\bar{\nu}_0}$ et $\bar{\nu}'_0$.

Le tableau III rassemble les résultats trouvés :

d	$\bar{\nu}'_0$	$\frac{C_0}{\bar{\nu}_0}$
10,4 Å	3 750 cm^{-1}	$1,1 \times 10^8\text{ cm}^{-2}$
24,2	4 500	4,5
36,0	6 750	7,6
45,5	5 500	8,1
70,4	4 200	8,3
110,0	2 400	9,8
200,0	1 800	12,0
∞	1 800	13,3

Les constantes $\bar{\nu}'_0$ et C_0 qui y figurent sont différentes de celles du tableau II déterminées par Wolter, mais restent néanmoins du même ordre de grandeur.

Les constantes C_0 sont proportionnelles aux N_0 tels qu'ils ont été définis précédemment. Selon la théorie quantique de la dispersion [8] les N_0 de la théorie classique sont remplacés par l'expression $N n_k f_{k1}$ dans laquelle N représente le nombre d'atomes par cm^3 du milieu considéré, n_k le nombre d'électrons, par atome, qui se trouvent dans l'état d'énergie E_k et f_{k1} l'intensité de la transition $E_k \rightarrow E_1$ telle que $E_k - E_1 = h\bar{\nu}_0 c$. Il s'ensuit donc que C_0 est proportionnel à la probabilité de transition entre les deux niveaux d'énergie dont la différence correspond à la fréquence $\bar{\nu}_0$, soit $18\,000\text{ cm}^{-1}$.

La courbe de la figure 5 montre comment varie cette probabilité de transition en fonction de l'épaisseur de la couche.

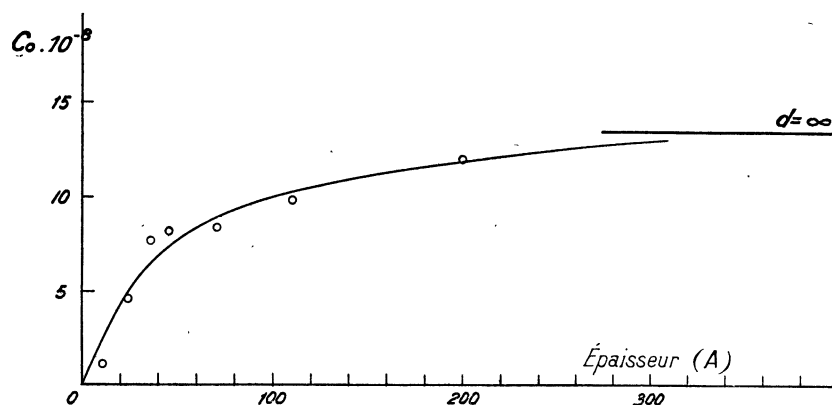


Fig. 5.

En résumé, l'or est caractérisé par une fréquence de résonance située dans le visible au voisinage de $\bar{\nu} = 18\,000\text{ cm}^{-1}$. Cette fréquence de résonance se retrouve dans le métal en très minces couches, mais son influence sur les constantes optiques s'atténue progressivement au fur et à mesure que l'épaisseur de ces couches diminue. Les résultats

expérimentaux vérifient cette théorie d'une façon quantitative.

Nous terminons cette note en remerciant vivement M. le Pr J. Geheniau de l'Université Libre de Bruxelles avec qui nous avons eu de fructueuses discussions sur le sujet traité.

Manuscrit reçu le 3 janvier 1956.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] GOOS, *Z. Physik*, 1937, **106**, 606.
- [2] MURMANN, *Z. Physik*, 1933, **80**, 161.
- [3] VASICEK, *Czechosl. J. Physics*, 1953, **3**, 97.
- [4] FÖRSTERLING, *Optik*, Berlin, 1933.
- [4] WOLTER, *Z. Physik*, 1939, **113**, 547.
- [6] PLANCK, *Physik Z.*, 1914, **15**, 563.
- [7] POGANY, *Physik Z.*, 1916, **17**, 251.
- [8] DE BROGLIE, *Matière et Rayonnement*, Éd. Hermann, 1938.