



HAL
open science

Étude de polariseurs à lames minces de sélénium

Robert Duverney

► **To cite this version:**

Robert Duverney. Étude de polariseurs à lames minces de sélénium. J. Phys. Phys. Appl., 1959, 20 (S7), pp.66-75. 10.1051/jphysap:0195900200706600 . jpa-00212753

HAL Id: jpa-00212753

<https://hal.science/jpa-00212753>

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 DE POLARISEURS A LAMES MINCES DE SÉLÉNIUM

Par ROBERT DUVERNEY,

Laboratoire de Physique Moléculaire et Cristalline de la Faculté des Sciences de Montpellier.

Résumé. — La transmission de une ou plusieurs lames minces de sélénium inclinées à 68° , pour une vibration rectiligne incidente perpendiculaire au plan d'incidence (composante σ) varie avec la longueur d'onde. Cette transmission résulte de la superposition des différents systèmes d'interférences multiples que l'on met en évidence dans chaque lame. Ces relations de phase expliquent la sélectivité en longueur d'onde et l'excellente polarisation couramment observée pour les polariseurs à lames minces de sélénium.

Le choix des épaisseurs des lames peut être envisagé de façon à tirer profit de ces interférences et à réaliser dans des intervalles de longueurs d'onde donnés (au delà de 10 microns en particulier) des taux de polarisation acceptables avec un nombre réduit de lames.

La transmission d'une vibration rectiligne parallèle au plan d'incidence (« composante π ») n'est pas égale à un.

On propose une explication faisant intervenir la non homogénéité des lames en épaisseur. Les transmissions π les plus faibles observées (0,89 pour 6 lames à 10 μ) sont dues à l'évolution du sélénium rouge en d'autres variétés.

Abstract. — The transmission of thin films of selenium at Brewster's angle depends very much on wavelength. This transmission is produced by the complex superposition of the multiple interferences which exist in each selenium film. It is possible therefore to explain the selectivity in wave length, and the excellent polarisation observed by all authors.

The thickness of the films may be calculated in order to obtain the best polarisation at a given wavelength (beyond 10 μ) with a reduced number of films.

The transmission of the π component is not equal to one ; an explanation, based upon the inhomogeneity in the thickness of each film is proposed. The highest absorptino observed (0,89 for 6 films at 10 μ) results from the transformation of red selenium into other varieties.

I. Introduction. — La polarisation dans l'infra-rouge a fait l'objet de nombreux travaux, qu'il s'agisse de la fabrication de polariseurs [1], ou des diverses applications possibles de cette technique [2]. Nous renvoyons pour plus de détails à notre mise au point bibliographique « Polarimétrie dans l'infra-rouge » [3].

Rappelons toutefois le principe de la polarisation par « pile de glace » dont de La Provostaye et Desains ont fait la théorie [4] : le polariseur est constitué par des lames diélectriques transparentes, à faces parallèles et parallèles entre elles, inclinées sur le faisceau incident d'un angle égal à l'angle de Brewster ; une vibration rectiligne, parallèle au plan d'incidence (composante π) a un pouvoir réflecteur nul, une transmission $T_\pi = 1$; une vibration rectiligne perpendiculaire à la précédente (composante σ) a un pouvoir réflecteur R_σ donné par les formules de Fresnel. La transmission de la composante σ est calculée dans chaque lame en tenant compte des réflexions multiples, mais en supposant que celles-ci ne donnent pas lieu dans chaque lame à des interférences, et que par suite :

$$T_\sigma = \frac{1 - R_\sigma}{1 + R_\sigma} \quad (1)$$

la transmission T_n pour n lames successives est alors :

$$T_n = \frac{1 - R_\sigma}{1 + (2n - 1) R_\sigma} \quad (2)$$

On définit le taux de polarisation $P = \frac{T_\pi - T_\sigma}{T_\pi + T_\sigma}$ et la transmission du polariseur $0,5 T_\pi$, théoriquement 0,50, si le diélectrique est sans absorption. Conn et Eaton montrent que cette théorie n'est pas exacte dans le cas des polariseurs à lames minces de sélénium [5] : le taux de polarisation observé est bien meilleur que celui calculé par la formule précédente, 0,998 pour 8 lames au lieu de 0,89, et expliquent cet écart par le déplacement latéral des rayons réfléchis entre les lames successives, déplacement qui a pour résultat de diminuer le nombre des réflexions multiples et donc la transmission σ .

Nous montrons dans cette étude que cette théorie n'est pas, elle non plus, entièrement satisfaisante car elle ne tient pas compte d'un fait fondamental, déjà signalé par Ambrose, Elliott et Temple [1], à savoir que les lames ont une épaisseur de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde (3 μ à 8 μ), et qu'il n'est pas possible de considérer les réflexions et réfractions comme totalement incohérentes ; d'ailleurs, si les lames étaient d'épaisseur rigoureusement constante sur toute leur surface, le mécanisme de la polarisation serait celui d'une succession de filtres interférentiels ; chaque lame étant caractérisée par ses coefficients t_0 et r_0 de transmission et de réflexion des amplitudes complexes relatifs à chaque longueur d'onde.

Conn et Eaton insistent à juste titre sur la non

homogénéité des lames mais concluent à un brouillage général de la phase.

Nous montrons que le mécanisme observé est intermédiaire entre celui d'une incohérence totale, et celui d'une cohérence totale à travers toutes les lames : on peut définir chaque lame par ses coefficients de transmission et de réflexion des intensités ; coefficients qui dépendent de la longueur d'onde, et introduisent des relations de phase moins strictes que les coefficients relatifs aux amplitudes complexes : la cessation partielle de cohérence différencie nettement ce mécanisme de celui obtenu avec une couche multi-diélectrique [6], mais le résultat est qualitativement le même, à savoir la sélectivité en longueur d'onde : pour des lames rigoureusement identiques, le polariseur constitue un filtre avec ses bandes d'arrêt de la composante σ (polarisation excellente) et ses bandes passantes (mauvaise polarisation) ; lorsque les lames sont construites « au hasard », les bandes passantes d'un groupe de lames peuvent coïncider avec une bande d'arrêt d'un autre groupe : si cette bande d'arrêt est assez forte, c'est elle qui impose sa transmission très faible, la polarisation est donc bonne pour toute longueur d'onde.

L'étude expérimentale a été conduite de façon à distinguer nettement les transmissions obtenues avec une, deux ou plusieurs lames successivement, ainsi que les mécanismes totalement différents de transmission de la composante σ qui, ayant un pouvoir réflecteur élevé, donne lieu à des réflexions multiples, et de transmission de la composante π qui, ayant un pouvoir réflecteur nul, ne donne pas lieu à ces réflexions multiples. Nous avons toujours opéré pour cela en lumière incidente polarisée rectilignement, soit suivant σ , soit suivant π , ce qui élimine les erreurs possibles provenant des polarisations accidentelles et suffit pour calculer les caractéristiques du polariseur (taux de polarisation et transmission).

Nous avons observé par ailleurs une évolution lente des lames qui se traduit par une baisse de la transmission du polariseur, même pour les longueurs d'onde au delà de 10μ .

Cette absorption supplémentaire, visible sur la composante π vient évidemment compliquer le mécanisme de la transmission de la composante σ , de toute façon celle-ci baisse, le taux de polarisation reste donc pratiquement le même. Mais la perte de lumière qui en résulte n'est pas négligeable, surtout au delà de 10μ , où l'énergie est distribuée parcimonieusement par le rayonnement du corps noir.

II. Appareillage. — A. VAPORISATION SOUS VIDE. — Les lames ont été fabriquées par vaporisation sous vide du sélénium sur plaques de verre comme support. L'appareil de vaporisation sous vide, utilisé d'ordinaire pour les aluminures, réalise

un vide compris entre 10^{-4} et 10^{-5} mm de mercure. Nous avons admis que l'angle solide, mal défini, dans lequel le sélénium qui est contenu dans un creuset, est projeté, vaut 2π , ce qui correspond à une projection se faisant en moyenne dans la direction du demi-espace opposé au fond du creuset. L'épaisseur moyenne est

$$e_0 = \frac{m}{2\pi} \cdot \frac{1}{\delta} \cdot \frac{1}{D^2}. \quad (3)$$

m , masse de sélénium vaporisée (9,381 g pour une vaporisation), $\delta = 4,26 \text{ g/cm}^3$, densité du sélénium rouge, D distance orthogonale de projection (30 cm).

On calcule alors $e = 3,9 \mu$ en accord avec la mesure interférentielle de l'épaisseur.

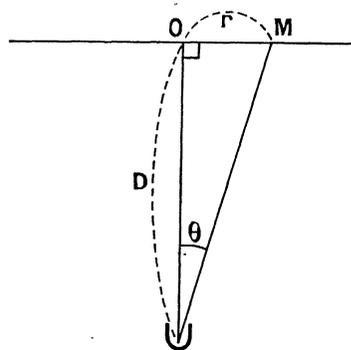


FIG. 1.

L'épaisseur en M (fig. 1) est $e = e_0 \cos^3 \theta$ soit si $OM = r$ est petit, une variation d'épaisseur de $\frac{\Delta e}{e} = 3 \operatorname{tg} \theta \cdot \Delta \theta$. Pour $r = 20 \text{ mm}$ et $D = 300 \text{ mm}$, $\frac{\Delta e}{e} = 0,10$, soit $\Delta e = 0,4 \mu$ pour $e = 4 \mu$ ($0,02 \mu$ par mm de lame en accord avec la déter-

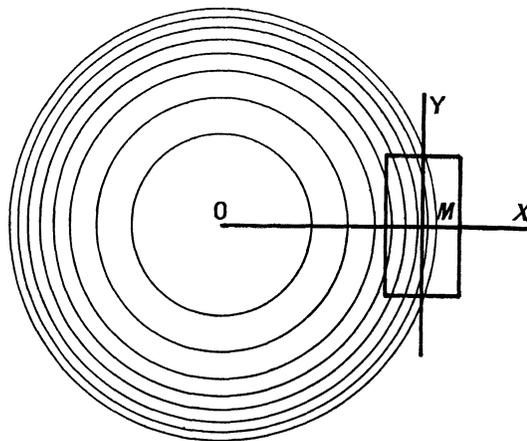


FIG. 2.

mination interférentielle des variations d'épaisseur).

Les lignes d'épaisseur constante (*fig. 2*) sont des cercles centrés sur O, la lame est approximativement prismatique, avec une direction MY de variation minimum d'épaisseur et une direction MX perpendiculaire à la précédente de variation d'épaisseur maximum. Les lignes de niveau se voient d'ailleurs aisément par observation des franges du coin d'air en réflexion et lumière jaune du sodium.

B. DÉCOLLAGE ET MONTAGE DES LAMES. — Les lames sont décollées, à l'eau, de leur support en verre (*fig. 3*) :

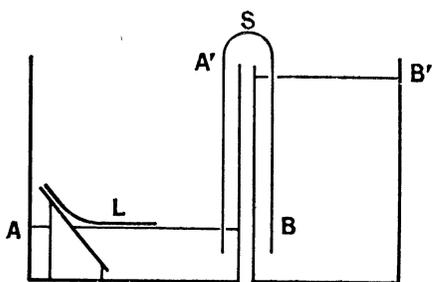


FIG. 3. — Décollage à l'eau des lames de sélénium de leur support en verre.

La montée lente en AB est assurée par le siphon capillaire S ; les molécules d'eau pénètrent sous la lame de sélénium hydrophobe qui vient se placer dans la couche capillaire où on la recueille en fin d'opération flottant à la surface.

Cette méthode convient pour des lames d'épaisseur inférieure à 10μ .

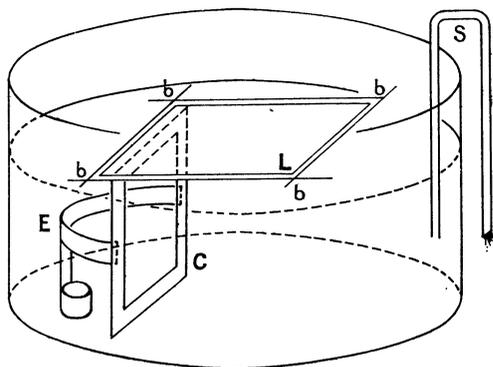


FIG. 4. — Mise en place des lames de sélénium sur leurs cadres.

Il faut éviter de nettoyer les plaques photo à l'acide ou aux alcalis, un simple lavage au savon et rinçage à l'eau distillée est suffisant. Le poli, obtenu de la lame est celui de la plaque qu'il faut choisir sans rayures. La lame est mise en place sur son cadre C par siphonnage inverse (*fig. 4*). Elle est

amenée en position à l'aide des bandes (bb) en papier. Le cadre est vertical, tenu par l'étrier E. L'eau en se retirant lentement laisse la lame sur son cadre ; celle-ci y adhère par simple adsorption. Les dimensions d'un cadre (en cuivre rouge de $0,4 \text{ mm}$ d'épaisseur) sont celles d'un rectangle de $73 \times 40 \text{ mm}$ de dimensions extérieures, et de $60 \times 27 \text{ mm}$ intérieures. Le champ transversal théorique est de $60 \times \cos 68^\circ = 22,4 \text{ mm}$ dans sa plus petite dimension. Les lames sont empilées successivement (*fig. 5*) les unes sur les autres sur les

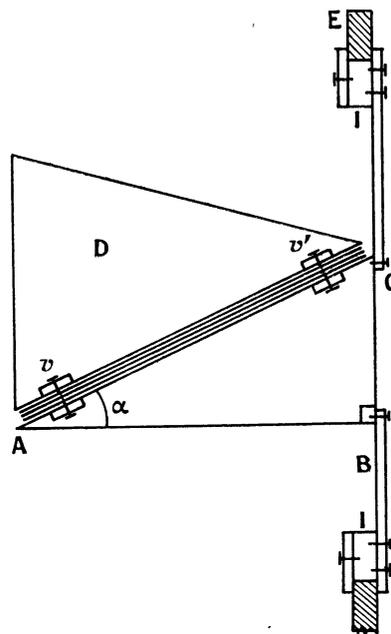


FIG. 5. — Polariseur à 6 lames.

hypoténuses AC de deux équerres rectangulaires en B, formant deux joues parallèles, de 22° en A, fixées en B et C, à un collier I qui peut tourner à l'intérieur de la rondelle fixe E (rotation possible du polariseur).

Un cadre en papier est intercalé entre chaque lame. D est un couvercle de protection qui se visse en v et v' sur les équerres : un léger serrage permet le maintien en place des lames. Le champ transversal pratique pour 6 lames est alors de l'ordre de 20 à 18 mm.

C. APPAREILLAGE OPTIQUE. — Les mesures ont été réalisées à différentes longueurs d'onde :

1° De $0,8 \mu$ à 2μ , avec un spectroscope à deux prismes de quartz [7] et une cellule au sulfure de plomb comme récepteur. Cet appareil présente la particularité d'avoir un faisceau de sortie parallèle (*fig. 6*). Deux diaphragmes $D_1 D_2$ permettent de définir l'incidence du faisceau sur les lames L solidaires du secteur S. Un moteur d'entraînement des longueurs d'onde s'arrête pour chacune d'entre

elles et commande le mouvement du secteur S qui, en s'escamotant permet la mesure du I_0 à la même longueur d'onde que celle du I .

Les fentes sont de 0,1 mm à 0,2 mm, le pouvoir de résolution est de 100 environ à 1μ soit un $d\lambda$ moyen de 0,01 μ souvent meilleur avec les fentes de 0,1 mm (0,007 μ).

2° De 2μ à 12μ , nous avons utilisé un spectroscope à prisme de sel gemme [8] fonctionnant en triple passage associé à un récepteur Perkin-Elmer. Le faisceau de sortie est convergent sur les lames avec un demi-angle au sommet de 4° environ donnant une surface éclairée de l'ordre de 6 à $10 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$.

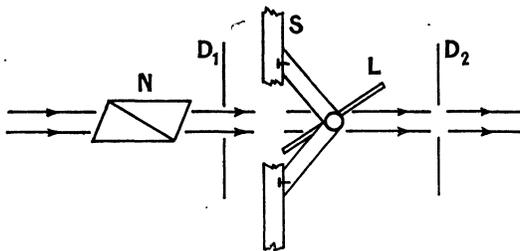


Fig. 6. — Mesure du « I/I_0 » en faisceau parallèle.

3° De 9μ à 20μ le prisme de sel gemme est remplacé par un prisme en bromure de potassium fonctionnant lui aussi en triple passage. Les fentes s'élargissent jusqu'à $75/100$ de mm vers 20μ .

La polarisation est obtenue, en dessous de 2μ par un polariseur de Nicol et dans l'infra-rouge plus lointain par un polariseur à lames de sélénium construit au laboratoire. Ces polariseurs sont placés après la fente de sortie des monochromateurs et immédiatement avant les lames, ce qui élimine les erreurs dues aux polarisations accidentelles. Ces lames peuvent tourner autour de trois axes orthogonaux, ce qui permet de régler l'incidence et l'azimut de la vibration rectiligne incidente par rapport au plan d'incidence (étude sous l'angle de Brewster).

LINÉARITÉ. FIDÉLITÉ. PRÉCISION. — La mesure du I/I_0 se ramène en définitive à la mesure du rapport des elongations de l'appareil enregistreur pour le flux incident et le flux transmis. Nous avons vérifié directement la linéarité de l'ensemble récepteur enregistreur.

Une correction de zéro est nécessaire pour l'un des appareils. La fidélité a été appréciée être meilleure que 0,005. La précision de la mesure du I/I_0 n'est cependant pas supérieure à 1 % compte tenu du bruit de fond inévitable si on veut être un peu au-dessus de l'amortissement critique.

III. Étude interférentielle d'une lame. — A) GÉNÉRALITÉS. — L'étude interférentielle des lames

permet la détermination de leurs caractéristiques optiques. Si R est le pouvoir réflecteur supposé être le même sur les deux faces de la lame, et si le coefficient de transmission de l'épaisseur e de la lame est T , la transmission pour une lame résultant des interférences multiples est donnée par la formule d'Airy :

$$\tau_0(\varphi) = \frac{T(1-R)^2}{1 + R^2 T^2 - 2RT \cos \varphi} \quad (4)$$

dans laquelle δ est la différence de marche pour l'épaisseur e et la longueur d'onde λ , φ la phase associée $\varphi = (\delta/\lambda) 2\pi$.

Des vérifications expérimentales directes de cette formule ont été faites et confirment la validité de transmissions du type de celles d'Airy, dans le cas des lames minces de sélénium ; même pour des lames peu homogènes, le brouillage dû aux variations régulières d'épaisseur se traduisant simplement par une absorption fictive et une modification apparente du pouvoir réflecteur. Les maxima d'interférence peuvent cependant être déplacés en position, mais ils se trouvent au voisinage des $K\lambda = 2ne \cos r$ aussi bien pour $r = 0$ que pour r quelconque.

Les valeurs de ces maxima et de ces minima sont, pour une lame homogène :

$$M = T \frac{(1-R)^2}{(1-RT)^2} \quad (5)$$

$$m = T \frac{(1-R)^2}{(1+RT)^2} \quad (6)$$

Ces formules permettent de calculer R et T à une longueur d'onde donnée, lorsque M et m sont connus ; on peut en effet les écrire

$$R^2 - (2 + \alpha)R + 1 = 0; \quad (7)$$

$$T = \frac{Y}{R}; \quad \alpha = \frac{4M \cdot m}{M - m}; \quad Y = \frac{\sqrt{M} - \sqrt{m}}{\sqrt{M} + \sqrt{m}}. \quad (8)$$

En particulier, lorsque $M = I$, $Y = R$, quel que soit m , et $T = I$. L'observation de maxima égaux à un est donc un critère commode, à la fois de transparence, d'homogénéité, et d'un mécanisme faisant intervenir les réflexions multiples avec leur phase.

B) **ÉTUDE DE LA LAME L.** — La transmission de la lame L a été déterminée sous incidence nulle avec un diaphragme de $15 \times 15 \text{ mm}^2$. Les résultats sont consignés dans le tableau n° I. On voit que la différence de marche δ de l'ordre de 7μ à $2,4 \mu$ décroît environ de 3,2 % de sa valeur lorsqu'on passe de $1,038 \mu$ à $0,836 \mu$ tout près de la bande d'absorption du sélénium, ce qui correspondrait à une variation d'indice dans le même intervalle du même ordre de grandeur. Si on admet la valeur de l'indice donnée par Gebbie [9], $n = 2,520$ à $1,014 \mu$. On mesure $\delta = 7,26 \mu$ d'où $e = 1,44 \mu$ pour la lame L.

TABLEAU I

LAME L, INCIDENCE NULLE

λ_M	0,632	0,662	0,707	0,767	0,836	0,926	1,038	1,196	1,428
M	0,426	0,785	0,925	0,935	0,943	0,955	0,974	0,976	0,986
K	13	12	11	10	9	8	7	6	5
δ	8,2	7,95	7,80	7,67	7,50	7,40	7,26	7,20	7,15
m					0,422	0,444	0,453	0,457	

TABLEAU I (suite)

λ_M	1,772	2,343	3,5	7
M	0,993	1,00	1,00	1,00
K	4	3	2	1
δ	7,09	7,03	7,00	7,00
m	0,466	0,475	0,485	0,485

Les autres lames étudiées ont donné par cette méthode des épaisseurs variant entre 2μ et 6μ ou 8μ .

Les maxima de la lame L deviennent égaux à un dès $1,8 \mu$: cette égalité à un est vérifiée à mieux que 0,002 car le « I » du maximum ne diffère pas du « I_0 », de 0,5 mm pour une élongation totale de 250 mm ; cette égalité à un subsiste au delà de 2μ avec la même précision. Il en résulte que le sélénium préparé dans nos conditions expérimentales particulières est totalement transparent dans l'infrarouge (du moins peu de temps après sa préparation). La méthode à l'eau permet d'obtenir une égalité parfaite des pouvoirs réflecteurs sur les deux faces de la lame, condition qu'il est moins aisé de réaliser lors de la dissolution du support en nitrate de cellulose dans la méthode d'Elliott. La décroissance des maxima est très faible ; elle ne devient

rapide qu'à partir de $0,7 \mu$ dans la bande d'absorption du sélénium. Les minima donnent une variation dans le même sens ; ils tendent dans l'infrarouge vers la valeur 0,485 correspondant à un pouvoir réflecteur de 0,179 en bon accord avec la valeur de l'indice indiquée par Gebbie (2,45 au delà de 2μ).

Il faut remarquer que la diminution des minima vers le visible indique à la fois une diminution du coefficient fT de transmission mais surtout une augmentation du pouvoir réflecteur R ; à $0,875 \mu$ on mesure $M = 0,950$ et $m = 0,425$. On en déduit par les formules [7], [8] $R = 0,20$ et $T = 0,99$, ce qui prouve que la lame L est encore transparente très près de la bande d'absorption.

Évolution de la lame L. — La même lame L a été réétudiée 6 mois après sa fabrication et a donné de nouveaux résultats (tableau n° II). Les maxima

TABLEAU II

ÉVOLUTION DE LA LAME L

λ	0,635	0,665	0,711	0,763	0,836	0,932	1,052	1,221	1,444	1,785	2,34
M	0,360	0,526	0,620	0,665	0,695	0,736	0,770	0,820	0,850	0,900	0,9
K	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3
δ	8,25	7,97	7,83	7,63	7,53	7,45	7,36	7,32	7,22	7,14	7,0
m		0,325	0,379	0,394	0,390	0,405	—	—	0,432	—	0,480

d'interférence ont diminué, surtout près du visible : à $1,3 \mu$ par exemple, le maximum valait 0,98 ; il est devenu 0,83 (baisse de 16 %) ; les minima subissent une diminution plus faible de 0,457 à 0,432, soit de 6 %, conformément aux formules (5 et 6).

Les différences de marche observées sont, aux erreurs d'expérience près égales aux précédentes ou légèrement supérieures, ce qui correspondrait d'après Barchewitz [10] à la transformation du sélénium rouge en sélénium gris. Ce qui est caractéristique, c'est la baisse de transmission qui se prolonge loin dans l'infrarouge en gardant une valeur sensiblement constante depuis 2μ et qui explique

les valeurs les plus élevées des absorptions mesurées pour la composante π (voir paragraphe V).

C) ÉTUDE INTERFÉRENTIELLE DES VARIATIONS D'ÉPAISSEUR. — Lorsque la lame n'a pas une épaisseur constante sur toute sa surface, il y a brouillage des interférences : baisse des maxima, hausse des minima, qui dépendent de la surface de lame éclairée, c'est-à-dire de la diaphragmation. La lame L avait été choisie au contraire pour son excellente homogénéité en épaisseur.

D'autres lames nous ont permis d'étudier l'effet de ces variations d'épaisseur. La lame T par

exemple (tableau n° 3), nettement prismatique donne des interférences même avec un diaphragme de 5,5 mm normal aux rayons incidents, sous un angle de 68°, soit une surface de lame de 13 × 5 mm². Les minima en particulier sont beaucoup moins affectés que les maxima et restent inférieurs à 0,20.

Cet « effet de prisme » diminue évidemment quand la longueur d'onde augmente. Dans l'infrarouge lointain, le mécanisme de la transmission devient celui d'une lame à faces parallèles.

TABLEAU III

LAME T

(INCIDENCE 68°, COMOSANTE σ , ÉPAISSEUR MOYENNE 4 μ)

SURFACE DU DIAPHRAGME EN MM ²	K	4	9	16	25
M	14	0,544	0,503	0,471	0,425
m	14,5	0,152	0,136	0,143	0,150
M	15	0,518	0,475	0,435	0,401
m	15,5	0,155	0,149	0,159	0,163
M	16	0,495	0,457	0,426	0,400
m	16,5	0,174	0,161	0,176	—
M	17	0,449	0,412	0,374	0,350
m	17,5	0,150	0,145	0,155	0,157

IV. Transmissions de la composante σ . Mécanisme de la polarisation. — A) RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Nous avons fait deux séries d'expériences : 1° nous avons étudié les interférences multiples, à des longueurs d'onde inférieures à 2 microns ; 2° nous avons étudié, au delà de 2 μ l'élimination progressive de la composante σ entre 6 μ et 20 μ lorsqu'on augmente le nombre des lames.

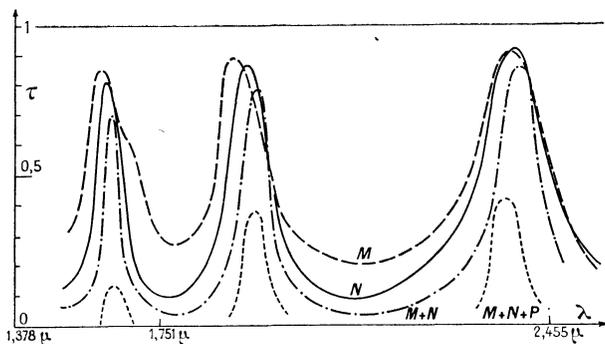


FIG. 7. — Interférences multiples dans une, deux, trois lames successives ; abscisses : longueurs d'onde en microns ; ordonnées : valeurs des transmissions mesurées

Les lames *M* et *N* (fig. 7) ont une épaisseur voisine (2,5 μ). Elles donnent des interférences multiples nettes avec un diaphragme carré, normal au faisceau de 10 × 10 mm² (soit 25 × 15 mm²) de lame. Les maxima ne sont pas égaux à un, augmentent avec la longueur d'onde : la non homo-

généité relative des lames diminue. Les minima de *N* valent 0,10, valeur du minimum des interférences multiples. La lame *M* a des minimum plus élevés (0,20 à 2 μ) qui augmentent vers la bande d'absorption ce qui indique qu'il s'agit d'un brouillage des interférences.

Les deux lames *M* et *N* placées l'une contre l'autre (courbe *M + N*) donnent des interférences analogues à celles de *M* ou de *N* il faut cependant noter un affinement visible dont nous donnons, plus loin une interprétation théorique.

La lame *P* ajoutée aux lames *M* et *N* (courbe *M + N + P*) ne brouille pas les interférences de *M* et de *N* : on retrouve les maxima de ces deux lames, affaiblis mais à des positions voisines des maxima précédents.

Nous avons reporté à une plus grande échelle les maxima situés à 2,45 μ (fig. 8). Les courbes *M* et *N*

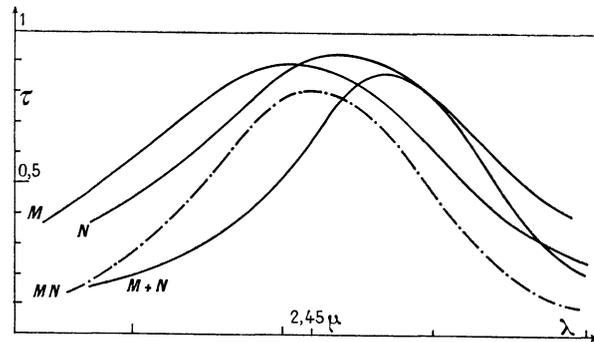


FIG. 8. — Étude des maxima à 2,45 microns ; abscisses les longueurs d'onde ; ordonnées : les transmissions mesurées.

représentent les transmissions des lames *M* et *N*. La courbe *M + N* est la transmission mesurée de l'ensemble des deux lames ; la courbe (*M.N*) est le produit, à chaque longueur d'onde des transmissions de *M* et de *N*. On constate que cette courbe *MN* peut être amenée approximativement en coïncidence avec la courbe *M + N* directement observée (courbe *MN'* de la figure 9), par une translation parallèle à l'axe des λ .

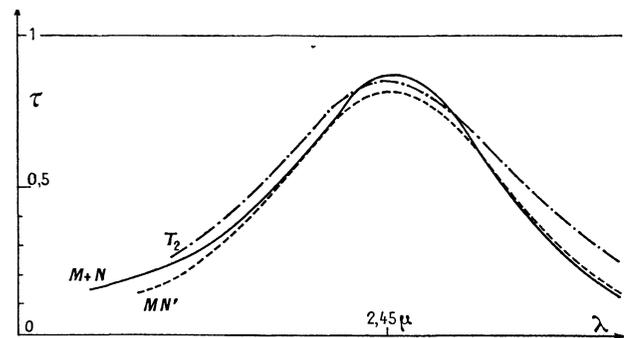


FIG. 9. — Comparaison de courbes théoriques à la courbe expérimentale (*M + N*) ; abscisses : longueurs d'onde ; ordonnées : les transmissions.

La transmission de deux lames est donc voisine du produit des transmissions de chacune. Le décalage en longueur d'onde entre les deux courbes (MN) et $(M + N)$ est sans doute dû à la non homogénéité des lames et à la difficulté de définir expérimentalement des régions vraiment identiques de ces lames au cours des trois expériences M , N , et $M + N$.

On note que les valeurs observées $M + N$ sont plus grandes que le produit $M.N$, au maximum ainsi que sur les côtés de la bande passante.

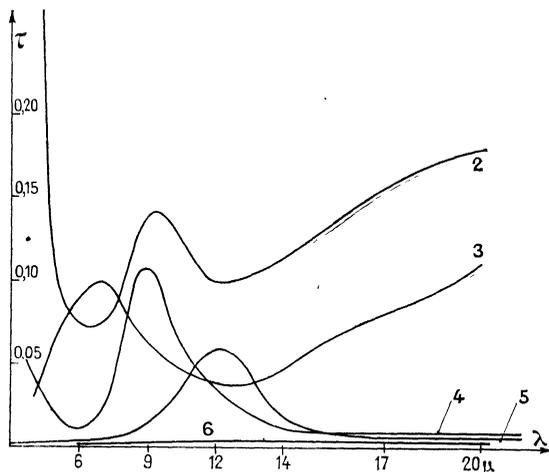


FIG. 10. — Transmission de 2, 3, 4, 5, 6 lames successives. abscisse : les λ ; ordonnée : transmission.

2° Les courbes de la figure 10 représentent à chaque longueur d'onde la transmission de la vibration rectiligne σ dans l'intervalle allant de 6μ à 20μ ; celle de la première lame n'a pas été tracée ; elle présente un maximum d'ordre 1 de $0,91$ à 13μ et s'étale de part et d'autre de 13μ , le maximum d'ordre 2 étant à $6,5 \mu$ conformément à la formule d'Airy.

Le fait fondamental est que la transmission varie avec la longueur d'onde : elle passe par deux minima et un maximum dont la position ainsi que l'intensité varie avec le nombre des lames. Pour 4 lames il y a à 6μ une véritable bande d'arrêt (transmission $0,01$). Le deuxième minimum, de $0,01$ également s'étale au delà de 14μ . Le taux de polarisation de 14 à 20μ est de $0,98$ alors que le taux calculé par la formule de de la Provostaye n'est que de $0,80$.

Avec 5 lames, la bande passante est affaiblie (maximum de $0,06$ au lieu de $0,11$ pour 4 lames), la bande d'arrêt s'étale en deçà de 6μ vers le proche infrarouge, avec des transmissions difficilement mesurables, inférieures à $0,01$. Avec 6 lames, le taux de polarisation est sûrement supérieur à $0,98$ pour tout l'intervalle allant de 2 à 20μ .

B) INTERPRÉTATION THÉORIQUE. — Ces expériences montrent que le mécanisme de la polarisation est plus compliqué que ne l'indique la théorie de de la Provostaye et Desains : une théorie correcte doit tenir compte des effets de phase dans les lames.

Il semblerait, à cause de la non homogénéité des lames que le mécanisme de cohérence totale soit à éliminer *a priori* ; il n'y a pas non plus cessation complète de cohérence, c'est pourquoi il nous a paru vraisemblable de supposer, en première approximation que chaque lame peut être caractérisée par son coefficient de transmission des intensités. Dans cette hypothèse, et si on suppose que les lames sont transparentes, la transmission pour n lames successives est, compte tenu des réflexions entre lames :

$$T_n = \frac{\tau(\varphi)}{n - (n-1)\tau(\varphi)}. \quad (9)$$

Nous avons essayé de vérifier cette formule dans le cas des deux lames M et N précédentes qui ont l'avantage d'avoir des épaisseurs voisines. Nous avons pris pour τ les valeurs mesurées des transmissions de la lame N et nous avons construit la courbe T_2 figurée sur la figure 9 : on voit que cette dernière courbe théorique est bien au voisinage de la courbe expérimentale ($M + N$).

On peut se demander quelle est alors la signification du produit des intensités, qui, lui aussi, donne un ordre de grandeur correct de la transmission ? ce produit représente tout simplement la transmission que l'on obtiendrait si les réflexions entre les lames n'existaient pas. La formule (9) s'écrit dans le cas où $\tau = 1 - \varepsilon$,

$$T_n = \frac{1 - \varepsilon}{1 + (n-1)\varepsilon} \# (1 - n\varepsilon) \# \tau^n.$$

Le produit des intensités et l'expression (9) coïncident donc lorsque les lames sont au voisinage d'un maximum de transmission : les réflexions sont nulles, elles n'interviennent pas. Par contre, au voisinage d'un minimum de transmission, ces réflexions sont maximum et seule (9) est correcte.

Il est à remarquer cependant que le calcul suppose les lames planes et parallèles entre elles ; or ce n'est pas le cas pour les lames de sélénium qui présentent de nombreux plis dont nous avons évalué l'amplitude moyenne au microscope : le plan de la lame, en direction, peut varier de 1° produisant une indétermination sur la direction des rayons réfléchis entre deux lames successives de 2° ; le déplacement au foyer d'un miroir de 5 cm de focale est de $1,8 \text{ mm}$: de nombreux rayons peuvent être éliminés et ne rencontrent pas la cible qui est souvent de petite dimension ($2 \text{ mm} \times 0,2 \text{ mm}$ pour la pile Perkin-Elmer, $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ pour le Golay).

La formule (9) donne donc probablement une valeur maximale de la transmission σ .

C. CONCLUSION. — Nous venons de voir qu'il est difficile, en toute rigueur de « calculer » à proprement parler, la transmission d'un polariseur à lames minces de sélénium : la transmission τ introduite dans la formule (9) dépend de nombreux facteurs : variations d'épaisseur à l'intérieur de la surface S, causes diverses de cessation de cohérence à travers la lame, etc...

a) *Les lames sont identiques et transparentes.* — Admettons que chaque lame est caractérisée par sa transmission τ_0 calculée par la formule d'Airy où l'on fait $\tau = I$ et $R = 0,5$ (pouvoir réflecteur de la composante σ) ;

$$\tau_{01} = \frac{1}{5 - 4 \cos \varphi}.$$

Nous avons consigné dans le tableau n° IV les valeurs de τ_{01} et de la transmission correspondante de 2, 3, 4, 5, 6 lames successives, lorsque φ varie

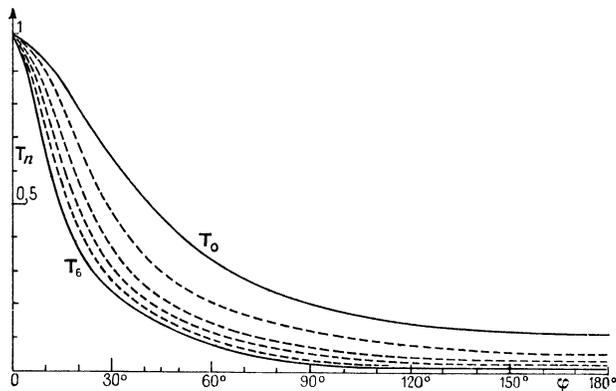


FIG. 11. — Courbes théoriques de la transmission σ ; en abscisse : angle de phase de chaque lame ; en ordonnée : transmission calculée par la formule (9).

de 0° à 180° ; la figure n° 11 est la représentation graphique des fonctions T_n : on voit qu'avec seulement deux lames « au minimum » la transmission n'est déjà que de 0,05 au lieu de 0,20 dans l'hypothèse d'une cessation totale de cohérence, et de 0,01 si l'on fait le produit des minima de transmission sans tenir compte des réflexions entre les lames.

Les différentes transmissions se situent les unes au-dessous des autres, au fur et à mesure que le nombre des lames va en augmentant ; la bande d'arrêt s'approfondit, la bande passante s'affine, comme nous l'avons déjà remarqué expérimentalement.

b) *Les lames sont d'épaisseurs différentes.* — Dans ce cas, les maxima de transmission du polariseur ne sont pas, comme nous l'avons observé égaux à un, car les maxima de certaines lames sont coupés par les bandes d'arrêt des lames qui sont à leur « minimum ». Le calcul correct peut se faire en utilisant les formules de récurrence de Tuckermann [11]. Si par exemple le polariseur est constitué de deux groupes de lames : les m premières ayant la même épaisseur e_1 et les p dernières une épaisseur différente e_2 ($m + p = n$). Chacun des deux groupes aura des coefficients propres de réflexion et de transmission donnés, par exemple par les formules (9) prises pour $n = m$, $p = n$. La transmission du polariseur sera :

$$T_n = \frac{\tau_m \cdot \tau_p}{1 - \rho_m \rho_p} \quad \text{avec} \quad \rho_m + \tau_m = 1 \quad \text{et} \quad \rho_p + \tau_p = 1. \quad (10)$$

Si on suppose que la phase des deux premières lames est de 180° pour la longueur d'onde considérée, le tableau n° IV donne $T_2 = 0,05$; si les quatre dernières lames ont une phase qui diffère de la précédente de 90°, $T_4 = 0,059$. On calcule que T_6 vaut 0,029, valeur du même ordre de grandeur que le produit des intensités des deux groupes de lame.

TABLEAU IV

φ	0°	30°	45°	60°	90°	120°	135°	150°	180°
T_1	1	0,65	0,46	0,334	0,20	0,143	0,128	0,118	0,110
T_2	1	0,48	0,30	0,20	0,11	0,077	0,068	—	0,055
T_3	1	0,38	0,22	0,143	0,077	0,053	0,047	—	0,04
T_4	1	0,32	0,175	0,11	0,059	0,039	—	—	0,03
T_5	1	0,27	0,145	0,091	0,047	0,032	—	—	0,024
T_6	1	0,236	0,125	0,077	0,04	0,027	—	—	0,024
T_7	1	0,21	0,108	0,067	0,035	0,023	—	—	0,0175

V. Transmission de la composante π . — A. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — La lame U (fig. 12) a une transmission voisine de 1 qui croît régulièrement depuis 0,96 à la longueur d'onde de 0,724 μ jusqu'à 0,98 au delà de 2 μ valeur qui reste constante jusqu'à 20 μ .

Quelle que soit la lame utilisée, nous n'avons jamais obtenu de transmissions supérieures à 0,98 même (comme c'est le cas pour la lame U) en mesurant cette transmission le plus rapidement possible après le décollage (la lame ayant très peu évolué).

Une série de lames, montées successivement à la suite les lunes des autres a donné les transmissions suivantes : à la longueur d'onde de 14μ :

NOMBRE DE LAMES	1	2	3	4	5	6
T_π	0,96	0,95	0,95	0,96	0,96	0,93

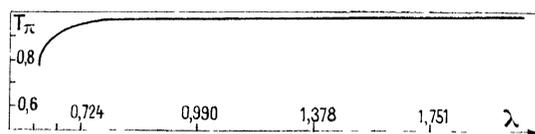


FIG. 12. — Transmissions mesurées de la composante π abscisses : longueurs d'onde en microns ; ordonnées : les transmissions.

On note que la transmission n'a pas varié pour une lame et pour 5 : la première était ancienne, ce qui explique la première transmission 0,96, les 5 autres lames ont été montées immédiatement après leur fabrication : cette expérience confirme donc leur transparence. Par la suite la transmission baisse et devient par exemple 0,89 au bout de 2 mois pour les 6 lames ci-dessus.

B. DISCUSSION. — L'absorption observée peut provenir de différentes causes :

1° ÉTAT DE POLARISATION DE LA LUMIÈRE INCIDENTE. — En admettant 1 % de lumière σ dans la lumière π (ce qui est bien improbable, la polarisation par les nicols où les polariseurs à sélénium étant meilleure) la transmission π pour une lame oscillerait entre 1 et 0,99 valeurs, plus élevées que les transmissions observées.

2° CONVERGENCE DES FAISCEAUX. — Les formules de Fresnel indiquent que le pouvoir réflecteur vaut 0,008 pour la composante π à 5° d'écart à 68° angle de Brewster pour le sélénium ; la transmission serait de l'ordre de 0,98 (en non cohérence) et comprise entre 1 et 0,94 (maxima et minima dans le cas de cohérence totale). Nous avons fait une série d'expériences en délimitant les faisceaux par des diaphragmes petits afin de définir l'incidence au moins, à 1° près : cela n'a pas modifié les résultats. Ce facteur angle d'incidence intervient peu dans la réalité.

3° EFFET DES VARIATIONS D'ÉPAISSEUR EN COHÉRENCE TOTALE. — Pour la composante π , sous l'incidence de Brewster, $R_\pi = 0$ et les coefficients relatifs aux amplitudes pour une lame supposée transparente, sont :

$$r_{0\pi} = 0 \quad \text{et} \quad t_{0\pi} = \exp.(-i\varphi/2).$$

Lorsque la lame a une épaisseur régulièrement variable, on peut définir dans un domaine (s) de lame un coefficient moyen :

$$t = \frac{1}{\varphi_2 - \varphi_1} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} e^{-\frac{i\varphi}{2}} d\varphi = \frac{2i}{\varphi_2 - \varphi_1} \left[e^{-\frac{i\varphi_2}{2}} - e^{-\frac{i\varphi_1}{2}} \right]$$

ce domaine (s) de cohérence totale, a une transmission en intensité :

$$\tau = t.t^* = \left(\sin \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{4} / \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{4} \right)^2$$

qui est plus petite que un puisque φ_2 est différent de φ_1 .

Dans la mesure où l'on peut décomposer ainsi la surface totale S de la lame en de tels domaines (s), ayant une transmission plus petite que un, on peut trouver dans ce mécanisme une cause possible de transmission π plus petite que un. Plus les domaines de cohérence s sont petits plus $\varphi_2 - \varphi_1$ est faible et voisin de un : ceci doit être le cas pour les lames de sélénium, l'étude de la transmission de la composante σ ayant montré justement une cessation partielle de cohérence à travers la lame.

Si on suppose, par exemple, un domaine (s) de l'ordre de $2 \times 2 \text{ mm}^2$ pour une lame prismatique de $0,015 \mu/\text{mm}$ on trouve pour la longueur d'onde de 1μ : $\tau = 0,98$.

4° ÉVOLUTION DES LAMES. — L'évolution des lames est responsable des valeurs les plus faibles des transmissions mesurées : ceci explique d'ailleurs l'éventail des résultats expérimentaux des différents auteurs : Barchewitz indique 0,90 pour 6 lames, Hodgson [12] 0,70, Ambrose 0,94, nous-mêmes 0,93 ou 0,89.

L'observation des lames au microscope montre la présence de nombreux cristallites ou d'amas amorphes au milieu du sélénium qui correspondent à ceux étudiés en détail par Keck [13]. Ces impuretés jouent-elles un rôle dans une absorption de nature photoconductive ? C'est vraisemblable en dessous de 2μ mais plus problématique vers les grandes longueurs d'onde.

Les dimensions de ces impuretés sont de 1 à quelques microns, ce qui amènerait à envisager des mécanismes de diffraction ou encore de diffusion du genre diffusion de Mie [14] qui permettrait peut-être de rendre compte de l'absorption vers les grandes longueurs d'onde (bien que le mécanisme de Mie suppose essentiellement des grains diffusant rigoureusement identiques, ce qui n'est pas le cas ici).

Cette évolution de la lame semble tendre vers une limite, la transmission se fixe à une valeur qui est, somme toute, élevée : les polariseurs au sélénium avec leur excellente polarisation restent bien aussi les plus transparents dans l'infrarouge.

VI. Conclusion. — Le mécanisme de la polarisation par les lames minces de sélénium est de nature interférentielle : la phase de chaque lame joue un rôle plus ou moins complexe. L'importance de ces « effets de phase » peut passer inaperçue

lorsque les lames ont des épaisseurs différentes et que les phases semblent se contrarier ; il n'y a pas pour autant cessation totale de cohérence ; une cohérence partielle subsiste qui explique la polarisation obtenue, meilleure que celle calculée en supposant une cessation totale de cohérence.

Il semble que l'on ait intérêt, au point de vue pratique, à ne pas choisir au hasard les lames qui constituent le polariseur, comme cela se fait d'habitude : il faut éviter en particulier les épaisseurs de lame qui donnent une bande passante (moins bonne polarisation) dans l'intervalle de longueur d'onde utilisé. On pourra par exemple calculer deux épaisseurs de lames telles que leurs phases diffèrent de 90° dans tout cet intervalle ; le choix de m et p (voir ci-dessus) se fait par tâtonnement en utilisant le tableau IV et la formule [10] afin d'obtenir la transmission théorique la plus faible.

On peut envisager aussi de fabriquer des lames toutes de même épaisseur, ayant leur minimum d'ordre $1/2$ au milieu de l'intervalle de longueur d'onde utilisé : pour des lames de $2,07 \mu$, le maximum d'ordre 1 est à 10μ , le minimum d'ordre $1/2$

est à 20μ avec 4 lames la polarisation sera théoriquement de 0,94 : nous avons effectivement observé que la polarisation devenait rapidement bonne pour les grandes longueurs d'onde, lorsque les lames fonctionnent avec des ordres de marche faibles, compris entre 1 et 2, ou même comme dans l'exemple ci-dessus entre 0 et 1.

Ce travail a été réalisé au laboratoire de M^{lle} Vergnoux, Professeur à la Faculté des Sciences de Montpellier.

Nous remercions M^{lle} Vergnoux de l'aide précieuse dont elle n'a pas cessé de nous faire profiter.

Qu'il nous soit permis aussi d'exprimer notre gratitude à M. Jean Lecomte, Directeur de Recherches pour l'intérêt qu'il a porté à cette étude.

Nous remercions enfin M. Ch. Bouhet, Professeur à la Faculté des Sciences de Montpellier, qui a rendu ce travail possible en nous prêtant aimablement l'appareil de vaporisation sous vide, utilisé d'ordinaire pour les aluminures et qui a été monté par MM. L. Cecchi, Chef de Travaux et L. Danyach, Assistant à la Faculté.

Manuscrit reçu le 7 mars 1959.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ELLIOTT, AMBROSE et TEMPLE, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1948, **38**, n° 2, 212.
- [2] MATHIEU (J. P.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 249.
- [3] DUVERNEY (R.) et M^{lle} VERGNOUX (A. M.), *J. Physique Rad.*, août, septembre 1957, **18**, 527.
- [4] DE LA PROVOSTAYE et DESAINS, *Ann. Chim. Phys.*, 1850, **30**, 158.
- [5] CONN et EATON, *J. Opt. Soc. Amer.*, July 1954, 553.
- [6] ROUARD, *Mémorial des Sciences Physiques*, 1952, fascicule LV, 45.
- [7] VERGNOUX (A. M.), *Thèse*, Paris.
- [8] VERGNOUX (A. M.) et DELOUPY (C.), *Revue d'Optique*, 1958, 343.
- [9] GEBBIE (H. A.) et SAKER (E. W.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1951, **64**, 360.
- [10] BARCHEWITZ et HENRY (L.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 639.
- [11] TUCKERMANN (L. B.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1947, 818.
- [12] HODGSON, *Proc. Phys. Soc.*, B 1955, **65**, 593.
- [13] KECK, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1952, **42**, 1.
- [14] DE VORE (J. R.) et PFUND (A. H.), *J. Opt. Soc. Amer.*, octobre 1947, 826.