



Propriétés chromatiques des couches réfléchissantes multi-diélectriques

P. Giacomo

► To cite this version:

P. Giacomo. Propriétés chromatiques des couches réfléchissantes multi-diélectriques. Journal de Physique et le Radium, 1958, 19 (3), pp.307-311. 10.1051/jphysrad:01958001903030700 . jpa-00235839

HAL Id: jpa-00235839

<https://hal.science/jpa-00235839>

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.

PROPRIÉTÉS CHROMATIQUES DES COUCHES RÉFLÉCHISSANTES MULTI-DIÉLECTRIQUES

Par P. GIACOMO,
C. N. R. S., Bellevue.

Résumé. — On étudie, en fonction de la longueur d'onde, les variations de certaines qualités des couches multiples diélectriques utilisées comme miroirs dans l'interféromètre de Fabry-Perot.

Les mesures de « finesse » $\mathcal{F}$ et de « transparence » $\mathcal{T}$ montrent que l'absorption A des multicouches « classiques » est sensiblement indépendante du nombre de couches et de la longueur d'onde. $\mathcal{T}$ et $\mathcal{F}$ sont liés par la relation simple $(1 - \mathcal{T})/\mathcal{F} \simeq 2A/3$, ce qui permet de caractériser globalement ce type de couches par leur absorption A .

Si les couches n'ont pas une épaisseur bien uniforme, les défauts de planéité apparents qui en résultent dépendent étroitement de $d\psi/d\sigma$, dérivée du déphasage ψ à la réflexion par rapport au nombre d'ondes σ . Cet effet est susceptible d'entraîner des défauts de surface apparents importants lorsque $|d\psi/d\sigma|$ devient très grand.

Abstract. — Variations, versus wave-length, of some qualities of multi-layer coatings, used as Fabry-Perot mirrors, are studied. “Finesse” $\mathcal{F}$ and “Transparency” $\mathcal{T}$ measurements show that the absorption A of a “classical” coating is roughly independent of the number of layers and wave-length. $\mathcal{T}$ and $\mathcal{F}$ are bound by the simple relation $(1 - \mathcal{T})/\mathcal{F} \simeq 2A/3$, allowing to characterize the general properties of such multilayers by their absorption A . If the layers are not uniform in thickness, there is an apparent lack of planeness, tightly bound to $d\psi/d\sigma$, derivative of the phase change at reflexion ψ , versus wave-number σ . This effect may increase the apparent roughness and lack of planeness of the surface, when large values of $|d\psi/d\sigma|$ occur.

Il est bien connu que les couches multiples diélectriques réfléchissantes ont un pouvoir réflecteur élevé dans un domaine de longueurs d'ondes limité. Leur pouvoir réflecteur R n'est pas leur seule caractéristique importante ; pour l'interféromètre de Fabry-Perot, on est amené à introduire la « finesse réflectrice » $\mathcal{F} = \pi \sqrt{R}/(1 - R)$ et la « transparence réflectrice »

$$\mathcal{T} = [T/(1 - R)]^2 = [1 - (A/(1 - R))]^2 ;$$

il est donc utile de connaître non seulement les variations de R (ou $\mathcal{F}$) mais aussi celles de l'absorption A (ou de la transparence $\mathcal{T}$). Nous verrons que les variations du déphasage ψ à la réflexion peuvent également jouer un rôle dans la mesure où elles entraînent des défauts apparents de planéité.

Variations de finesse et de transparence. — Nous nous sommes limités au cas des couches multiples « classiques » (empilements de couches alternées de cryolithe et de sulfure de zinc, d'épaisseurs optiques $\lambda_0/4$). Un de nos buts était de répondre aux questions suivantes : Dans quel domaine de longueurs d'ondes peut-on utiliser un miroir préparé pour la longueur d'onde λ_0 ? Quelles sont, dans ce domaine, les variations de $\mathcal{F}$ et $\mathcal{T}$? Un miroir préparé pour λ_0 et utilisé pour λ_1 , est-il « meilleur » ou « plus mauvais » qu'un miroir préparé pour λ_1 ? Il est bien entendu que nous nous limitons ici aux finesse et transparence « réflectrices » et que les finesse et transparence effectives, pour une utilisation déterminée d'un étalon de Fabry-Perot, leurs sont généralement inférieures [1] ; on

pourrait également étudier les variations de contraste $\mathcal{C} = (1 + R/(1 - R))^2$, il se déduit simplement de la finesse [2] : $\mathcal{C} \simeq 0,4 \mathcal{F}^2$ dès que R est voisin de 1.

Nous avons mesuré directement [3] $\mathcal{F}$ et $\mathcal{T}$ pour plusieurs paires de miroirs. La figure 1 donne, en fonction de σ , les variations de $\mathcal{F}$ et $\mathcal{T}$. Les courbes $\mathcal{F}(\sigma)$ sont conformes à ce qu'on pouvait attendre : elles présentent un maximum $\mathcal{F}_0$ pour $\sigma = \sigma_0$, et leur courbure au sommet est plutôt inférieure à ce que donne le calcul. Les courbes $\mathcal{T}(\sigma)$ présentent un minimum $\mathcal{T}_0$ pour $\sigma = \sigma_0$. $\mathcal{T}$ et $\mathcal{F}$ diminuent sensiblement dans le violet, vraisemblablement à cause de l'absorption croissante des substances.

On peut reporter les valeurs de la figure 1 dans le diagramme $\mathcal{T}(\mathcal{F})$ de la figure 2. Sur ce diagramme sont également reportées les courbes $\mathcal{T}(\mathcal{F})$ correspondant à une absorption A donnée pour chacun des miroirs. Dans la pratique, les finesse utilisables dépassent rarement 50 et les valeurs utiles de $\mathcal{T}$ ne doivent pas être inférieures à 0,25. Dans ce domaine les courbes $A = \text{const.}$ se confondent sensiblement avec les droites $\frac{1 - \mathcal{T}}{\mathcal{F}} = 2A/3$.

Les points expérimentaux, mis à part ceux qui correspondent aux courtes longueurs d'ondes, restent groupés autour de la courbe $A = \text{constante} = 0,01$. Les valeurs de $\mathcal{T}$ et $\mathcal{F}$ vérifient donc la relation approchée $\frac{1 - \mathcal{T}}{\mathcal{F}} \simeq \text{constante} \simeq \frac{2A}{3}$; nous avons précédemment montré [2], que cette relation est sensiblement vérifiée pour les

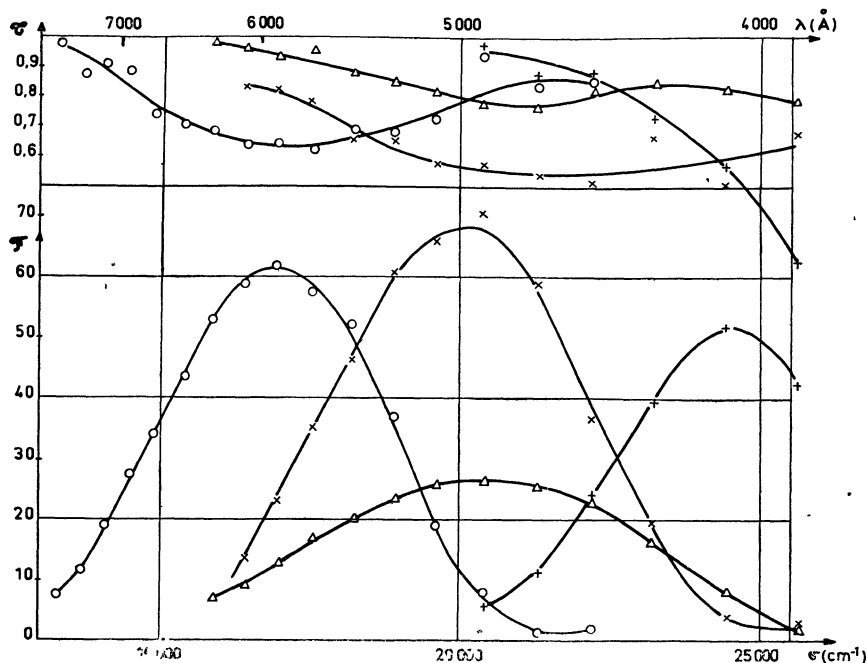


FIG. 1. — Variations de la transparence $\mathcal{T}$ et de la finesse $\mathcal{F}$ en fonction du nombre d'ondes σ pour des Fabry-Perot à couches multiples diélectriques du type verre HBH ... BH-Air ($H = \lambda/4$ ZnS, $B = \lambda/4$ cryolithe).

Courbes 1, 2, 3 : 7 couches.
 Courbe 4 : 5 couches.

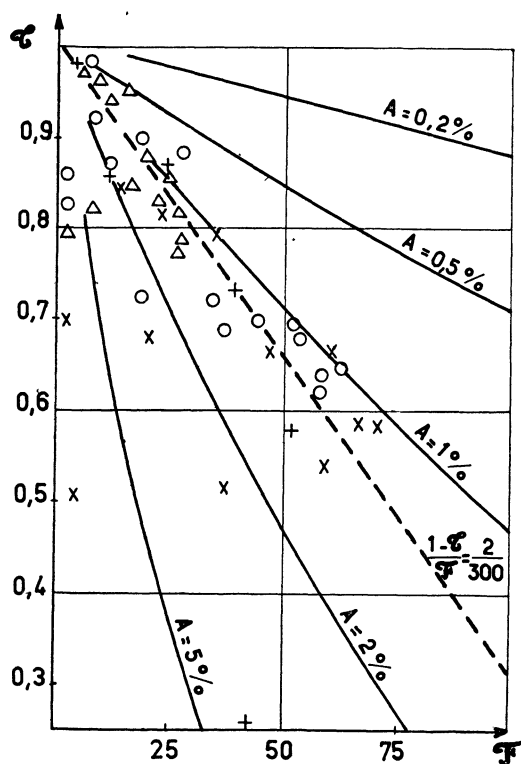


FIG. 2. — Relation transparence-finesse. Courbes théoriques à absorption constante et points expérimentaux de la figure 1.

valeurs $\mathcal{T}_0$ et $\mathcal{F}_0$ correspondant à $\sigma = \sigma_0$, indépendamment du nombre q de couches et de σ_0 ; nous voyons qu'elle reste en outre vérifiée pour les valeurs de $\mathcal{T}$ et $\mathcal{F}$ correspondant à $\sigma \neq \sigma_0$.

L'absorption A , indépendante du nombre de couches q et de la longueur d'onde λ_0 pour laquelle les couches sont quart d'onde, caractérise donc à elle seule la « qualité » des couches réalisées. Cette qualité dépend évidemment des matériaux employés, elle peut également dépendre des conditions de préparation (vide, température) et de la structure des couches obtenues (diffusion). Les deux autres paramètres, q et λ_0 (ou σ_0) déterminent $\mathcal{T}(\sigma)$ et $\mathcal{F}(\sigma)$, liés par la relation

$$\frac{1 - \mathcal{T}}{\mathcal{F}} \simeq \frac{2A}{3}.$$

Nous sommes maintenant en mesure de répondre aux questions que nous nous étions posées au début : les couches multi-diélectriques « classiques » sont utilisables dans tout le domaine de pouvoir réflecteur élevé (sensiblement $0,8 \sigma_0 < \sigma < 1,2 \sigma_0$) ; à l'intérieur de ce domaine, $\mathcal{T}$ et $\mathcal{F}$ varient, mais ce qu'on perd en finesse, on le gagne en transparence, et réciproquement ; une paire de miroirs, préparés pour λ_0 et utilisés pour $\lambda_1 \neq \lambda_0$, donnera, à finesse égale, la même transparence qu'une autre, même de nombre de couches différent : il est par exemple équivalent d'utiliser pour $\lambda = 4500 \text{ \AA}$ la paire de lames n° 2 ou la paire de lames n° 4 de la figure 1

($\mathcal{P} = 25$, $\mathcal{C} = 0,8$) de même pour les n° 1 et 2 à 5 500 Å ou 1 et 4 vers 5 100 Å.

Ces résultats ne sont pas vérifiés avec une grande précision, et nous n'avons pas cherché si les écarts qui subsistent sont accidentels ou systématiques ; nous pensons que, même s'ils représentent une approximation grossière, ils peuvent servir de guides pour le choix et l'utilisation des multicouches réfléchissantes. Il serait intéressant de voir si des propriétés analogues existent pour les multicouches « achromatiques » [5].

Variations du déphasage à la réflexion. — Le déphasage ψ à la réflexion varie, pour une multicouche donnée, en fonction de σ . On peut tenir compte de cette variation par des corrections appropriées [4] lorsqu'on utilise le même étalon dans un certain domaine de longueurs d'ondes. Cependant, même en lumière monochromatique, cette variation peut avoir des conséquences fâcheuses : si ψ varie rapidement en fonction de σ , il varie également rapidement en fonction de l'épaisseur des couches ; si ces épaisseurs ne sont pas rigoureusement uniformes (*i. e.* constantes sur toute la surface utilisée) leurs variations se traduiront par des défauts apparents de planéité des lames, d'où limitation de la finesse effective (et baisse de la transparence effective [4]). Pour étudier quantitativement cet effet, il est nécessaire de faire quelques suppositions sur la répartition des épaisseurs des couches le long de la surface ; nous envisagerons deux types simples de répartition, qui semblent devoir se présenter fréquemment.

1) **COUCHES PROPORTIONNELLES.** — C'est le type de répartition qu'on obtiendrait par évaporation sous vide, à partir d'un creuset rapproché : les épaisseurs des couches successives sont variables suivant le point considéré sur la surface, mais les rapports entre les différentes épaisseurs sont indépendants du point considéré (*fig. 3*). Le déphasage apparent à la réflexion ρ , est,

$$\rho = \rho_0 + \delta\rho = \rho_0 + \delta\psi + 4\pi\sigma\delta e$$

or, si l'on fait varier simultanément e et σ en gardant σe constant, on a $\delta\psi = 0$, donc

$$\frac{\partial\psi}{\partial e} de + \frac{\partial\psi}{\partial\sigma} d\sigma = 0 \quad \text{si} \quad de/e = -d\sigma/\sigma$$

d'où

$$\frac{\partial\psi}{\partial e} = \frac{\sigma}{e} \frac{\partial\psi}{\partial\sigma}$$

et

$$\delta\psi \simeq \frac{\partial\psi}{\partial e} \delta e = \frac{\sigma}{e} \frac{\partial\psi}{\partial\sigma} \delta e$$

d'où

$$\delta\rho \simeq \left(\frac{1}{e} \frac{\partial\psi}{\partial\sigma} + 4\pi \right) \sigma \delta e.$$

La surface d'onde reproduit, avec un coefficient

$$\frac{\sigma}{e} \frac{\partial\psi}{\partial\sigma} + 4\pi\sigma$$

les défauts de répartition des couches.

On peut donc avoir compensation exacte : si $\partial\psi/\partial\sigma = -4\pi e$, les variations du déphasage compensent exactement les variations d'épaisseur des couches ; nous verrons un peu plus loin un cas où cette relation est presque vérifiée. Si l'on s'impose une limite supérieure des défauts de surface apparents admissibles, $\delta\rho_m$, on devra s'imposer,

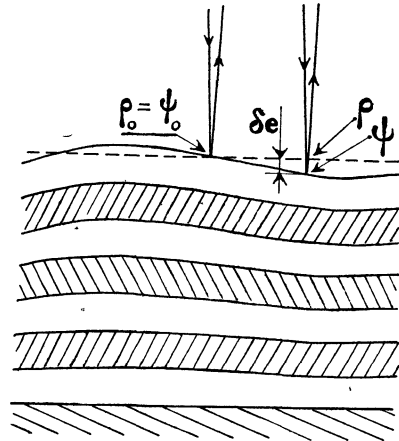


FIG. 3.

pour les couches, un défaut d'uniformité $\delta e/e$ maximum :

$$\frac{\delta e}{e} \leq \frac{\delta\rho_m}{\left(\frac{\partial\psi}{\partial\sigma} + 4\pi e \right) \sigma}.$$

Prenons par exemple $\delta\rho_m = 2\pi/50$, ce qui correspondrait, pour une *paire* de lames, à des défauts apparents inférieurs à $1/25$ de frange, et calculons le $\delta e/e$ maximum correspondant :

α) pour une multicouche « classique » à 7 couches ZnS-cryolithe, on a $\partial\psi/\partial\sigma \simeq -1,5 \mu$, on devra donc avoir $\frac{\delta e}{e} \leq 0,013$;

β) pour une multicouche « achromatique » citée par Jenkins [5] : $\partial\psi/\partial\sigma \simeq -14 \mu$ entraîne $\delta e/e \leq 0,04$;

γ) pour une multicouche achromatique préparée par Steudel [6], d'après Jenkins [5], on a

$$\partial\psi/\partial\sigma \simeq -125 \mu \quad \text{d'où} \quad \delta e/e \leq 0,005.$$

La tolérance sur l'uniformité des couches devient très faible dans le dernier cas, à cause de la valeur élevée de $\partial\psi/\partial\sigma$; par contre, dans le deuxième exemple, la compensation entre $\partial\psi/\partial\sigma$ et e permet une très large tolérance pour ce type de répartition « proportionnelle » ; il n'en est plus de même pour la répartition aléatoire que nous allons envisager maintenant.

2) VARIATIONS ALÉATOIRES INDÉPENDANTES DES ÉPAISSEURS. — C'est le type de défaut d'uniformité qu'on est amené à introduire si l'on veut tenir compte de la structure, plus ou moins lacunaire, entraînant une certaine « rugosité » des surfaces des couches, ou des variations accidentelles de l'inductrice d'émission des creusets, lors de la préparation par évaporation sous vide.

Nous avons toujours, en un point de la surface $\delta\rho = \delta\psi + 4\pi\sigma\delta e$; en exprimant ρ en fonction des épaisseurs e_i des différentes couches

$$\delta\rho \simeq \sum_i \frac{\partial\rho}{\partial e_i} \delta e_i \quad \text{avec} \quad \frac{\partial\rho}{\partial e_i} = \frac{\partial\psi}{\partial e_i} + 4\pi\sigma.$$

La variation e_i de l'épaisseur de la couche de rang i , fonction aléatoire du point choisi sur la surface, peut être caractérisée par son écart quadratique moyen ε_i , et, comme les δe_i et δe_j sont indépendants, on aura

$$\Delta^2 = \overline{(\delta\rho)^2} = \sum_i \left(\frac{\partial\rho}{\partial e_i} \right)^2 \varepsilon_i^2$$

$$\varepsilon^2 = \overline{(\delta e)^2} = \sum_i \varepsilon_i^2.$$

Pour ces variations aléatoires des épaisseurs, il est vraisemblable d'admettre que

$$\varepsilon_i^2 = k^2 e_i \quad \text{d'où} \quad \varepsilon^2 = k^2 \sum e_i = k^2 e$$

$$\Delta^2 = \sum_i \left(\frac{\partial\rho}{\partial e_i} \right)^2 k^2 e_i = \sum_i \left(\frac{\partial\rho}{\partial e_i} \right)^2 \frac{e_i}{e} \varepsilon^2.$$

Nous essaierons de comparer Δ , écart quadratique moyen de phase sur la surface, dans les deux cas envisagés : écarts indépendants et écarts homothétiques. Dans le cas des écarts proportionnels envisagé au paragraphe précédent on a également

$$\delta'\rho \simeq \sum_i \frac{\partial\rho}{\partial e_i} \delta' e_i$$

mais avec

$$\frac{\delta' e_i}{e_i} = \frac{\delta' e_j}{e_j} = \frac{\delta' e}{e} = K$$

d'où

$$\Delta'^2 = \overline{(\delta'\rho)^2} = \overline{\left(\sum_i \frac{\partial\rho}{\partial e_i} \frac{e_i}{e} \delta' e \right)^2} = \varepsilon'^2 \left(\sum_i \frac{\partial\rho}{\partial e_i} \frac{e_i}{e} \right)^2.$$

Si l'on convient de comparer les e. q. m. de phase Δ et Δ' correspondant à un même e. q. m. d'épaisseur totale $\varepsilon = \varepsilon'$ on aura à comparer les expressions :

$$A = \sum_i \left(\frac{\partial\rho}{\partial e_i} \right)^2 \frac{e_i}{e} \quad \text{et} \quad A' = \left(\sum_i \frac{\partial\rho}{\partial e_i} \frac{e_i}{e} \right)^2$$

en admettant que $\frac{e}{e_i} \simeq q$ q étant le nombre de couches

$$A \simeq q \sum_i \left(\frac{\partial\rho}{\partial e_i} \right)^2 \left(\frac{e_i}{e} \right)^2 \quad A' = \left(\sum_i \frac{\partial\rho}{\partial e_i} \frac{e_i}{e} \right)^2$$

$$A \simeq q \sum_{i=1}^{i=q} a_i^2 \quad A' = \left(\sum_{i=1}^{i=q} a_i \right)^2$$

et l'on sait que

$$\sum_{i=1}^q a_i^2 \geq \frac{1}{q} \left(\sum_{i=1}^q a_i \right)^2$$

d'où

$$A \geq A', \quad \Delta^2/\varepsilon^2 \geq \Delta'^2/\varepsilon'^2$$

et, avec la convention $\varepsilon = \varepsilon'$, $\Delta \geq \Delta'$.

A écart quadratique moyen donné de l'épaisseur totale, la surface d'onde est au moins aussi sensible aux écarts d'épaisseurs aléatoires indépendants des diverses couches qu'à leurs écarts proportionnels.

Nous avons vu, au paragraphe précédent, que $\partial\psi/\partial\sigma$ est un facteur important de variation de ρ : on pourrait reprendre, à propos des écarts aléatoires indépendants d'épaisseur, les résultats de ce paragraphe ; il faut cependant remarquer que nous n'avons pu fixer, pour Δ , qu'une limite inférieure, atteinte seulement quand tous les a_i sont égaux. Il suffit que leurs valeurs soient fortement différentes et, en particulier, que leurs signes soient variables suivant i , pour que $A \gg A'$. Le cas

$$\partial\psi/\partial\sigma = -4\pi e,$$

qui donnait, pour les écarts homothétiques, une compensation des défauts d'épaisseur, ne donnera plus, en général, de compensation pour les écarts aléatoires indépendants. Par contre, si $\partial\psi/\partial\sigma$ est faible, avec des $\partial\psi/\partial e_i$ tous de même signe (ce qui est le cas pour les couches multiples classiques) ou ne s'écarte pas beaucoup de $\partial\rho/\partial e_i = \partial\rho/\partial e_j = 4\pi\sigma$ donc de la limite inférieure de Δ/ε .

Dans les deux cas considérés, les valeurs élevées de $\partial\psi/\partial\sigma$ risquent donc d'entraîner des déformations importantes de la surface d'onde réfléchie. Ceci est nuisible au moins à deux égards : d'une part [1] les écarts apparents à la planéité limitent la finesse effective du Fabry-Perot, et, pour une finesse réfléchrice plus élevée, ceci se traduit par une baisse considérable de la transparence effective, d'autre part, les rugosités superficielles entraînent une certaine diffusion, ce qui augmente l'absorption globale ; il y a tout lieu de penser [2] que cet effet est parfois plus important que l'absorption elle-même. Les répercussions d'un $\partial\psi/\partial\sigma$ élevé ne sauraient donc être négligées, *a priori*, même dans le cas où les couches multiples sont utilisées en lumière monochromatique.

RÉFÉRENCES

- [1] CHABBAL (R.), *J. Rech. C. N. R. S.*, 1953, n° 24, 138.
- [2] GIACOMO (P.), *Rev. Opt.*, 1956, **35**, 317 et 442.
- [3] GIACOMO (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 1627.
- [4] DUFOUR (Ch.), *Rev. Opt.*, 1951, **31**, 1.
- [5] JENKINS (F. A.), Communication au présent Colloque.

DISCUSSION

G. Stroke. — Dans votre dernière remarque, est-ce aux défauts locaux que vous pensez ?

P. Giacomo. — Pas spécialement. Dans le cas de défauts *aléatoires* de grande surface, le calcul de $|\delta\rho|$ n'est plus valable pour un seul plan de surface relativement petite, mais il reste valable, en moyenne, pour un grand nombre de plans traités indépendamment.

J. Roig. — Ce genre de considérations peut-il s'étendre aux couches métalliques ? (cas des variations locales de structure).

P. Giacomo. — Dans ce cas les épaisseurs sont toujours faibles et le déphasage varie peu avec la longueur d'onde ; les défauts d'épaisseur ne doivent donc pas jouer un rôle important dans la planéité apparente.

J. Roig. — La relation entre transparence et finesse peut-elle s'étendre dans tous les cas ?

P. Giacomo. — On ne dispose plus que d'un paramètre : l'épaisseur de la couche métallique ; on a alors une relation ($\mathfrak{G}$, $\mathfrak{F}$) qui dépend beaucoup de la longueur d'onde dans la mesure où l'indice complexe en dépend lui-même beaucoup.

J. Roig. — La relation ($\mathfrak{G}$, $\mathfrak{F}$) est-elle encore linéaire ?

P. Giacomo. — La linéarité n'est ici qu'approchée. Dans le cas des couches métalliques, où les transparences sont plus faibles, à finesse égale, la courbe s'écarte sensiblement d'une droite même pour des finesse de l'ordre de 20.

R. Lennuier. — Je signale que la relation

$$\frac{1 - \mathfrak{G}}{\mathfrak{F}} \simeq \frac{2A}{3}$$

est encore assez bien vérifiée par les dépôts IRb-cryolithe préparés pour $\lambda = 2\,537 \text{ \AA}$.

J. G. Hirschberg. — Quelle est l'origine de l'absorption ? serait-il possible de la réduire ?

P. Giacomo. — Dans le milieu du visible, l'absorption est essentiellement due à la diffusion. Dans le violet, l'accroissement rapide de l'absorption ne peut se justifier que par l'absorption intrinsèque. Dans le premier cas c'est la structure des couches qui intervient, dans le second, c'est l'absorption au voisinage d'une bande fondamentale ; dans les deux cas l'absorption apparente est liée à des facteurs comme la pureté ou la structure, dont on est difficilement maître. Cette question a été discutée plus complètement (*Rev. Opt.*, 1956, **35**, 112 à 640).

P. Rouard. — P. Giacomo suppose implicitement que les couches sont continues, homogènes et isotropes. En fait il ne s'agit que d'une première approximation.

P. Giacomo. — Ce qui n'améliore pas la situation.

F. Abelès. — La relation ($\mathfrak{G}$, $\mathfrak{F}$) est-elle uniquement déduite de l'expérience ou a-t-elle aussi une justification théorique ?

P. Giacomo. — La relation linéaire approchée entre $\mathfrak{G}$ et $\mathfrak{F}$ est essentiellement expérimentale, en ce qui concerne l'influence de λ . On peut le démontrer théoriquement en ce qui concerne l'influence du nombre de couches ; par la même occasion on peut déterminer la valeur de A .