RIE A, N° 2900
D'ORDRE : 3771

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre GIACOMO

1re THÈSE. — **Les couches réfléchissantes multidiélectriques appliquées à l'interféromètre de Fabry-Perot. Étude théorique et expérimentale des couches réelles.**

2e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 22 décembre 1955 devant la Commission d'examen.

MM. J. CABANNES, *Président.*
A. KASTLER
P. JACQUINOT } *Examinateurs.*
A. MARÉCHAL

Éditions de la *Revue d'Optique théorique et instrumentale*
3 et 5, boulevard Pasteur — 165, rue de Sèvres
PARIS (15e)
1956

FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

Nom du Candidat : **GIACOMO**

Prénom : **Pierre**

Date de la soutenance : 22 décembre 1955.

Numéro d'ordre : Série A 2900. N° 3771.

1

GIACOMO (Pierre). — Les couches réfléchissantes multidiélectriques appliquées à l'interféromètre de Fabry-Perot. Etude théorique et expérimentale des couches réelles. — *Paris*, Editions de la Revue d'Optique, 1956, in-8°, 69 p., 33 fig.

Th. Sc. Phys. Paris. 1955. Sér. A. 2900. N° 3771.

2

GIACOMO (Pierre). — Les couches réfléchissantes multidiélectriques appliquées à l'interféromètre de Fabry-Perot. Etude théorique et expérimentale des couches réelles. — *Paris*, Editions de la Revue d'Optique, 1956, in-8°, 69 p., 33 fig.

Th. Sc. Phys. Paris. 1955. Sér. A. 2900. N° 3771.

3

GIACOMO (Pierre). — Les couches réfléchissantes multidiélectriques appliquées à l'interféromètre de Fabry-Perot. Etude théorique et expérimentale des couches réelles. — *Paris*, Editions de la Revue d'Optique, 1956, in-8°, 69 p., 33 fig.

Th. Sc. Phys. Paris. 1955. Sér. A. 2900. N° 3771.

4

GIACOMO (Pierre). — Les couches réfléchissantes multidiélectriques appliquées à l'interféromètre de Fabry-Perot. Etude théorique et expérimentale des couches réelles. — *Paris*, Editions de la Revue d'Optique, 1956, in-8°, 69 p., 33 fig.

Th. Sc. Phys. Paris 1955. Sér. A. 2900. N° 3771.

SÉRIE A, N° 2900
N° D'ORDRE : 3771

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre GIACOMO

1re THÈSE. — **Les couches réfléchissantes multidiélectriques appliquées à l'interféromètre de Fabry-Perot. Étude théorique et expérimentale des couches réelles.**

2e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 22 décembre 1955 devant la Commission d'examen.

MM. J. CABANNES,	*Président.*
A. KASTLER	*Examinateurs.*
P. JACQUINOT	
A. MARÉCHAL	

Éditions de la *Revue d'Optique théorique et instrumentale*
3 et 5, boulevard Pasteur — 165, rue de Sèvres
PARIS (15e)
1956

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVE

Doyen. . . . . . . J. Pérès

PROFESSEURS

G. Julia. . . . . T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
E. Darmois. . . T Enseignement de Physique.
R. Lévy. . . . . T Physiologie comparée.
Foch. . . . . . T Mécanique physique et expérimentale.
Pauthenier. . . T Electrotechnique générale.
De Broglie. . . T Théories physiques.
Job. . . . . . . T Chimie générale.
Prenant. . . . . T Anatomie et Histologie comparées.
Garnier . . . . T Géométrie supérieure.
Pérès. . . . . . T Mécanique des fluides et applications.
Laugier . . . . T Physiologie générale.
M. Curie . . . . T Physique (P. C. B.).
Barrabé . . . . T Géologie structurale et géologie appliquée.
G. Darmois . . T Calcul des probabilités et Physique mathématique.
J. Bourcart. T Géographie physique et Géologie dynamique.
Mme Joliot-Curie T Physique nucléaire et Radioactivité.
Plantefol . . . T Botanique.
Cabannes . . . T Recherches physiques.
Grassé. . . . . T Evolution des êtres organisés.
Prévost . . . . T Chimie organique.
Bouligand . . . T Application de l'Analyse à la Géométrie.
Chaudron . . . T Chimie appliquée.
Wyart. . . . . T Minéralogie.
Teissier . . . . T Zoologie.
Mangenot . . . T Biologie végétale.
P. Auger. . . . T Physique quantique et relativité.
Monnier . . . . T Physiologie des fonctions.
Piveteau. . . . T Géologie.
Rocard . . . . . T Physique (E. N. S.).
H. Cartan. . . T Mathématiques (E. N. S.).
Laffitte. . . T Chimie générale.
Favard. . . . . T Mécanique générale.
Coulomb. . . . T Physique du globe.
Mlle Cousin. . . T Biologie animale (P. C. B.).
Chrétien . . . T Chimie minérale.
P. Drach. . . . T Zoologie.
Kastler . . . . T Physique.
Ephrussi. . . . T Génétique.
Wurmser . . . T Biologie physico-chimique.
Rivière. . . . T Géologie (S. P. C. N.).
Gautheret . . T Biologie végétale (P. C. B.).
Lucas . . . . . T Physique.
A. Thomas . . . T Biologie cellulaire.
Arnulf . . . . . T Optique appliquée.
Max Morand. . T Physique.
Soleillet. . . . T Physique.
Fortier. . . . . T Mécanique expérimentale des fluides.
Danjon. . . . . T Astronomie.
Fromageot . . . T Chimie biologique.
Laporte. . . . . T Physique générale et Radioactivité.

Janet. . . . . . . T [...]nalytique et [...]leste.
Petit. . . . . . . T [...]ime.
Quenney . . . . . T [...]et dynami[...]érique.
Gallien . . . . . T E[...]
Eichhorn . . . . T Bi[...]ale (P.C.B.).
de Cugnac . . . Bio[...]tale (P.C.B.).
Mlle Cauchois. . T Chi[...]ue.
Thellier. . . . T Phy[...] du Globe.
Audubert . . . T Electrochimie.
L'Héritier . . . T Génétique.
Grivet . . . . T Radioélectricité.
Poncin . . . . . T Mécanique des fluides.
Thiry. . . . . . T Mécanique appliquée.
Dubreil . . . . T Arithmétique et théorie des nombres.
Quelet . . . . . T Chimie organique.
Cagniard. . . . T Géophysique appliquée.
Champetier. . . T Chimie macromoléculaire.
Cuvillier. . . . T Géologie structurale et Geologie appliquée.
Jung . . . . . . T Pétrographie.
Trillat. . . . . T Chimie physique.
Wiemann. . . . T Chimie (M.P.C.).
Jacquinot . . . T Spectroscopie et Physique céleste.
Vassy. . . . . . Physique de l'atmosphère
Destouches. . . Théories physiques.
M. Pruvost. . . T Géologie.
Amiel. . . . . . T Chimie (P. C. B.).
Hocart . . . . . T Minéralogie.
J.-P. Mathieu . T Physique (P. C. B.).
Couteaux. . . . T Biologie animale (P. C. B.).
May. . . . . . . Biologie animale (P.C.B.).
Choquet. . . . T Calcul diff. et intégral.
Feldmann . . . Biologie (P. C. B.).
Guinier. . . . T Physique (P. C. B.).
Jost. . . . . . T Biologie (P. C. B.).
Fortet. . . . . T Calcul des probabilités.
Schwartz . . . T Méthodes mathématiques de la Physique.
Chouard. . . . T Physiologie végétale.
Malavard . . . T Aviation.
Brelot. . . . . T Calcul différentiel.
Normant. . . . T Chimie (P. C. B.).
Bénard . . . . Chimie (P. C. B.).
Buvat . . . . . Botanique (E. N. S.).
Dugué. . . . . T Statistiques mathématiques.
Géloso . . . . Chimie (S. P. C. N.).
Soulairac . . . T Psychophysiologie.
Ulrich . . . . T Physiologie végétale.
Maréchal. . . T Optique théorique et appliquée.
Kirrmann. . . T Théories chimiques.
Chadefaud . . Botanique.
Destriau . . . Physique (M.P.C.).
Mlle Le Breton Physiologie générale.
Salem . . . . Mathématiques générales.
Esclangon . . T Physique (P. C. B.).
Lelong . . . . T Mathématiques générales.

Secrétaire Général. . . . . Ch. Monier.

A MON MAITRE

MONSIEUR PIERRE JACQUINOT

A MA FEMME

LES COUCHES RÉFLÉCHISSANTES MULTIDIÉLECTRIQUES APPLIQUÉES A L'INTERFÉROMÈTRE DE FABRY-PEROT ÉTUDE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE DES COUCHES RÉELLES

par Pierre GIACOMO

Laboratoire Aimé Cotton, C. N. R. S., Bellevue (S. et O.)

SOMMAIRE. — *Le présent travail est une étude des possibilités pratiques d'emploi des couches multiples diélectriques comme revêtement semi-réfléchissant dans l'interféromètre de Fabry-Perot.*

Nous rappellerons dans un premier chapitre les différentes qualités fondamentales qu'on peut attendre de telles couches et nous envisagerons les divers défauts des couches réelles et leurs conséquences.

Le chapitre II sera consacré au procédé de préparation (évaporation sous vide) et au contrôle optique pendant la préparation.

Nous donnerons dans le troisième chapitre la méthode de mesure et les résultats obtenus.

Pour essayer d'interpréter ces résultats, nous étudierons, dans le quatrième chapitre, l'influence des défauts de réalisation : irrégularités d'épaisseur des couches, absorption des substances.

Après avoir mesuré l'absorption des constituants (chapitre V), nous verrons qu'il est nécessaire de faire appel à un autre phénomène pour justifier les absorptions apparentes obtenues, dans le cas des couches multidiélectriques.

Ceci nous amènera à étudier en détail, dans un sixième chapitre, la diffusion par les irrégularités superficielles des couches. Nous verrons qu'elle se traduit par une absorption apparente élevée et qu'elle justifie quantitativement les résultats obtenus. Nous verrons également que les phénomènes particuliers de diffusion observés dans le Fabry-Perot s'interprètent de façon satisfaisante.

SUMMARY. — *In the following paper, an account is given of a study of the practical possibilities of multilayer dielectric coatings for use as the semi-reflecting surfaces in the Fabry-Perot interferometer.*

In the first part, the various fundamental properties which are to be expected with such layers are described, and the different defects of actual layers and their consequences are discussed.

The second part is concerned with the method of preparing multilayers (evaporation in vacuo) and the optical control used during the evaporation.

In the third part methods of measurement and the results obtained are described.

In an attempt to interpret the results, in the fourth part, the influence of defects in preparation are considered, viz. irregularities in the thickness of the layers and absorption by the materials.

As a result of measurement of the absorption of the constituent materials (fifth part), it is apparent that it is necessary to look for some other cause to explain the apparent absorption observed with multilayer dielectric coatings.

This leads to a detailed study, in the sixth part, of the diffusion due to surface irregularities of the coatings. It is shown that they result in an apparent increase in absorption, and that the results obtained can be explained quantitatively. Diffusion effects observed in the case of the Fabry-Perot interferometer are also explained satisfactorily.

INTRODUCTION

L'interféromètre de Fabry-Perot est connu de longue date comme instrument de métrologie et de spectroscopie à haute résolution. Son emploi systématique comme monochromateur, en particulier en spectrophotométrie [1], a été préconisé plus récemment par P. Jacquinot ; il est, à résolution égale, plus lumineux que la plupart des dispositifs spectrophotométriques couramment employés [2, 6] et ceci quelle que soit la résolution.

L'étude du Fabry-Perot en général et de son application à la spectroscopie en particulier, s'est développée, au Laboratoire Aimé Cotton, dans plusieurs directions : utilisation spectrophotométrique, application à divers problèmes de structure fine et hyperfine [3], étude des meilleures conditions d'utilisation [4], étude et amélioration des couches semi-transparentes.

Le présent travail porte sur la dernière partie de ce programme à laquelle avait déjà été consacrée une partie importante de la thèse de C. Dufour [6].

Les couches multiples diélectriques alternées haut indice-bas indice [5] permettent d'espérer les luminosités et les « finesses » les plus élevées.

Dufour avait déjà dégagé des résultats généraux concernant ces couches dans le cas théorique de couches parfaites : de telles couches seraient constituées de couches élémentaires d'épaisseur optique rigoureusement égale à $\lambda/4$ sur toute leur surface et d'absorption nulle. Aucune de ces conditions n'est rigoureusement réalisée dans la pratique. Je me suis efforcé de dégager le rôle des différentes imperfections des couches, leur influence sur les performances du Fabry-Perot et les moyens éventuels de les améliorer.

L'ensemble de ce travail a été exécuté au Laboratoire Aimé Cotton, à Bellevue, sous la direction de Mr le Professeur Jacquinot. Je tiens à lui exprimer ici mon vif sentiment de reconnaissance. Je tiens également à remercier Mr Roizen, dont la patience et le soin méticuleux ont beaucoup contribué à l'obtention des résultats expérimentaux.

NOTATIONS

Nous avons essayé d'utiliser une notation homogène, attribuant à des grandeurs de même nature des symboles de même type. Une étude bibliographique rapide nous a montré que les notations des différents auteurs sont généralement incompatibles entre elles. Nous nous sommes rallié dans la plupart des cas aux notations de Dufour [6]. Nous avons essayé de ne pas utiliser à d'autres fins des notations déjà employées par d'autres auteurs. Nous nous excusons de n'avoir pu y parvenir complètement. Voici la liste de ces notations :

A, facteur d'absorption pour les intensités ;
A_M, facteur d'absorption pour un miroir ;
A_F, facteur d'absorption pour un Fabry-Perot ou un filtre interférentiel ;
$\mathcal{A}$, facteur d'absorption pour un maximum de transmission du Fabry-Perot ;
a, partie réelle de φ ;
$B(\beta)$, luminance d'une surface observée sous l'angle d'émergence β ;
b, partie imaginaire de φ, changée de signe ($\varphi = a - \mathbf{i}b$) ;
$\mathcal{C}$, contraste d'un Fabry-Perot ;
D ou $D_{\alpha,\beta}$, facteur de diffusion, en intensité, pour de la lumière incidente sous l'angle α, diffusée dans la direction β ;
d ou $d_{\alpha,\beta}$, facteur de diffusion, pour les amplitudes, dans les mêmes conditions ;
e, épaisseur géométrique d'une couche ;
$\mathcal{F}$, « finesse » d'un Fabry-Perot ;
I, « intensité » d'un faisceau lumineux ;
i, rang d'une couche en partant du verre-support ; $\mathbf{i} = \sqrt{-1}$;
J, « intensité » de la lumière diffusée ;
K, épaisseur optique d'une couche mince unique mesurée en quarts de la longueur d'onde ($K = 4\,ne/\lambda$) ;
$\boldsymbol{k}$, indice relatif équivalent d'un ensemble de couches ;
k_i, facteur d'absorption $[n_i = \nu_i(1 - \mathbf{i}\,k_i)]$ de la couche de rang i ;
$\boldsymbol{I}$, indice équivalent, à une inversion près ;
n, indice de réfraction $[n = \nu - \mathbf{i}\varkappa = \nu(1 - \mathbf{i}k)]$;
p, ordre d'interférence ;
q, nombre de couches formant un miroir ;
R, pouvoir réflecteur pour les intensités ;
R_M, pouvoir réflecteur pour un miroir ;
R_F, pouvoir réflecteur pour un Fabry-Perot ou un filtre interférentiel ;
$\mathcal{R}$, pouvoir réflecteur pour un maximum de transmission du Fabry-Perot ;
r, facteur de réflexion (complexe) pour les amplitudes ;
r_M, facteur de réflexion pour un miroir ;
r_F, facteur de réflexion pour un Fabry-Perot ou un filtre ;
s, facteur de réflexion, au signe près ;
T, facteur de transmission pour les intensités ;
T_M, facteur de transmission pour un miroir ;
T_F, facteur de transmission pour un Fabry-Perot ou un filtre interférentiel ;
$\mathcal{T}$, facteur de transmission pour un maximum de transmission du Fabry-Perot ou « transparence » ;
t, facteur de transmission pour les amplitudes ;
Y, admittance (ou indice équivalent), admittance caractéristique (ou indice)
z, fonction auxiliaire $[z = \mathrm{Log}\,(s_M^1/s_M)]$;
α, angle d'incidence ;
β, angle d'émergence (pour la lumière diffusée) ;

γ, angle quelconque ;
η, écart ($\eta = \varphi - \pi$) ;
θ, déphasage par transmission ;
$\varkappa$, partie imaginaire de l'indice, changée de signe ;
Λ, angle de réfraction limite ;
λ, longueur d'onde ;
ν, partie réelle de l'indice ;
ρ, déphasage à la réflexion « côté air » ;
ρ', déphasage à la réflexion « côté verre » ;
φ, double de l'épaisseur optique mesurée en angle de phase ($\varphi = 4\pi ne/\lambda$).

Caractères placés en indice inférieur :

A, relatif à l'air ou autre milieu d'incidence ;
B, relatif au milieu de bas indice ;
E, relatif à un *étalon* de Fabry-Perot *réel* ;
F, relatif au Fabry-Perot idéal ;
H, relatif au milieu de haut indice ;
i, relatif à la couche de rang i ;
ij, relatif à la couche de rang i au voisinage de la couche de rang j ;
L, relatif à la « ligne » (pour l'admittance apparente d'un système de couches) ;
M, relatif à un miroir ;
q, relatif à des miroirs à q couches ;
r, relatif à la réflexion ;
t, relatif à la transmission ;
V, relatif au verre ou autre substance servant de support ;
1 2, relatif à de la lumière se propageant du milieu 1 vers le milieu 2 ;
1, relatif au miroir M_1 ;
2, relatif au miroir M_2 ;
α, relatif à l'angle d'incidence α ;
β, relatif à l'angle d'émergence β.

I. L'étalon Fabry-Perot idéal à couches semi-réfléchissantes réelles

1. Caractéristiques de l'étalon de Fabry-Perot. — *1.* ***Définitions.*** — L'étalon Fabry-Perot idéal est constitué par deux lames parfaitement planes et parallèles, recouvertes chacune d'une couche semi-réfléchissante.

L'intensité transmise a la forme générale

$$I = I_0 \frac{T^2}{(1-R)^2} \frac{1}{1 + \dfrac{4R}{(1-R)^2}\sin^2\dfrac{\varphi}{2}},$$

où (fig. 1) I_0 est l'intensité incidente, T la moyenne géométrique des facteurs de transmission ($T = \sqrt{T_1 T_2}$), R la moyenne géométrique des facteurs de réflexion ($R = \sqrt{R_1 R_2}$), φ la différence de phase entre deux rayons transmis successifs

($\varphi = 4\pi n e \cos \alpha/\lambda$), n l'indice et e l'épaisseur du milieu séparant les deux miroirs, α l'angle d'incidence pris dans le milieu médian.

La fonction $I(\varphi)$ présente des maxima aigus séparés par des minima larges et sensiblement nuls.

Nous appellerons comme Dufour [6] *transparence* $\mathcal{T}$ la transmission maximum $\mathcal{T} = T^2/(1-R)^2$, *finesse* $\mathcal{F}$ la largeur à mi-hauteur des franges rapportée à l'interfrange

$$\mathcal{F} = \pi\sqrt{R}/(1-R)$$

et *contraste* $\mathcal{C}$ le rapport transmission maximum/transmission minimum

$$\mathcal{C} = (1+R)^2/(1-R)^2.$$

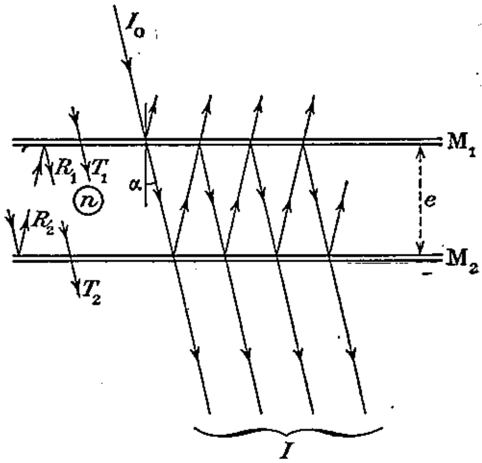

Fig. 1. — Transmission de l'étalon Fabry-Perot (facteurs R et T pour les intensités).

Ces deux dernières caractéristiques ne dépendent que de R ; l'une se déduit aisément de l'autre. Dans la plupart des applications, c'est la finesse cherchée qui impose le choix du pouvoir réflecteur, le contraste correspondant étant alors largement suffisant ; pour obtenir, avec cet étalon de Fabry-Perot *idéal*, une finesse $\mathcal{F} = 30$, un pouvoir réflecteur $R = 0{,}9$ est nécessaire, ce qui fournit déjà un contraste $\mathcal{C} = 360$. Nous nous bornerons en général à parler de la finesse, étant bien entendu qu'on déduirait sans peine des résultats obtenus ceux relatifs au contraste.

2. ***Intérêt et définition de l'étalon de Fabry-Perot idéal.*** — Suivant les utilisations, les propriétés intéressantes du Fabry-Perot peuvent sembler différentes : si l'on projette les anneaux à l'infini sur la fente d'entrée d'un spectrographe [7], on utilise la dispersion croisée des deux systèmes ; dans les filtres interférentiels ou le spectrophotomètre à Fabry-Perot [6], au contraire, la propriété fondamentale utilisée est la variation de transmission en fonction de la longueur d'onde, pour un angle solide donné.

Dans tous les cas, les propriétés de l'ensemble sont liées d'une part aux caractéristiques R, T des miroirs, d'autre part aux conditions d'utilisation. Les défauts de parallélisme ou de planéité des lames, la largeur du trou d'exploration élargissent et abaissent les maxima de transmission, donnant des valeurs mesurées $\mathcal{T}_E < \mathcal{T}$, $\mathcal{F}_E < \mathcal{F}$, $\mathcal{C}_E < \mathcal{C}$ même dans le cas d'une radiation parfaitement monochromatique. L'étude de ces facteurs « géométriques » et la discussion des conditions optima d'emploi a déjà été faite [4] ; nous ne nous intéresserons dans la suite qu'aux facteurs « intrinsèques », liés aux couches semi-réfléchissantes. Quel que soit le système utilisé, ces derniers facteurs interviennent toujours par l'intermédiaire de la fonction $I(\varphi)$. Ceci nous permet de définir un *étalon de* Fabry-Perot *idéal* auquel nous nous référerons toujours par la suite : c'est un étalon dont les lames sont parfaitement planes et parallèles, éclairé en lumière parfaitement monochromatique et dont la transmission est étudiée dans un angle solide limité par un cône d'angle au sommet infiniment petit. Dans ces conditions, la transmission est bien $I(\varphi)$, mais R_1, R_2, T_1, T_2, donc $\mathcal{T}$ et $\mathcal{F}$, sont a priori quelconques : l'étalon de Fabry-Perot idéal nous servira de « support » pour étudier des couches semi-réfléchissantes réelles.

Nous nous limiterons volontairement à l'utilisation sous incidence normale, qui correspond à la luminosité maximum du Fabry-Perot.

2. Couches multiples diélectriques à pouvoir réflecteur élevé. — Pour obtenir une transparence $\mathcal{T} = 1$ on doit avoir $T = 1 - R$. Ceci n'est possible que pour deux miroirs de même facteur de réflexion, parfaitement dépourvus d'absorption. Les couches d'argent souvent utilisées sont, par nature, absorbantes ; elles vieillissent en outre rapidement et leur absorption augmente. Ces deux raisons montrent l'intérêt des couches constituées uniquement de diélectriques.

1. Principe. — Ce type de couches à haut pouvoir réflecteur a été signalé depuis longtemps [8]. On les obtient en superposant des couches, d'indice alternativement haut et bas, d'épaisseur optique $\lambda/4$; compte tenu des déphasages aux diverses réflexions, le facteur de réflexion de l'ensemble est maximum pour cette épaisseur. Nous appellerons systématiquement *miroir* un tel ensemble de couches.

2. Propriétés générales. — Les facteurs de réflexion et de transmission pour un tel ensemble peuvent se calculer, par exemple par récurrence [6], à partir des relations, valables pour une couche quelconque (fig. 2)

$$r = \frac{r_{12} + (t_{12}t_{21} - r_{12}r_{21})\,r_{23}\,e^{-i\varphi}}{1 - r_{21}r_{23}\,e^{-i\varphi}}, \qquad t = \frac{t_{12}\,t_{23}\,e^{-i\varphi/2}}{1 - r_{21}\,r_{23}\,e^{-i\varphi}}.$$

Nous verrons plus loin une simplification de ce calcul, mais on sait déjà que, pour un nombre croissant de couches constituant le miroir, le module de r tend asymptotiquement vers 1 ; ce résultat est valable non seulement pour la longueur d'onde λ_0 pour laquelle toutes les couches ont une épaisseur optique $\lambda_0/4$, mais pour un large domaine de longueurs d'onde (sensiblement de $0{,}8\ \lambda_0$ à $1{,}2\ \lambda_0$) à l'intérieur duquel $|r|$ reste sensiblement constant pour un nombre de couches donné [19] ; la largeur de ce domaine de longueurs d'onde est d'ailleurs sensiblement indépendante du nombre de couches.

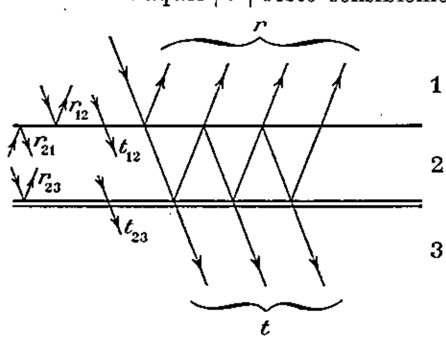

FIG. 2. — Facteurs de réflexion r et de transmission t des amplitudes pour une couche mince.

L'absorption des diélectriques étant faible, on peut espérer augmenter beaucoup la finesse $\mathcal{F}$ de l'interféromètre de Fabry-Perot idéal et cela sans grande perte de transparence. L'expérience montre qu'il est toutefois difficile d'obtenir des finesses de l'ordre de 100 avec des transparences supérieures à 50 %.

Si l'on veut pouvoir améliorer ces performances il est nécessaire d'abord d'interpréter les résultats obtenus et d'attribuer à chaque type de défaut sa part de responsabilité.

3. **Les défauts élémentaires des couches.** — ***1. Méthode différentielle.*** — Une couche quelconque de rang i est entièrement caractérisée, du point de vue optique, par son indice n_i et son épaisseur e_i. Nous aurons donc à considérer des défauts de n_i (absorption) ou de e_i.

Les relations qui lient les défauts individuels des couches et les qualités R, T, A du miroir n'ont pas d'expression mathématique simple dans le cas général.

Heureusement, dans la mesure où nous nous limiterons toujours à des variations faibles des paramètres n_i, e_i, nous pourrons toujours développer les fonctions telles que $R\ (n_1, e_1, n_2, e_2, \ldots, n_i, e_i, \ldots)$ en série :

$$R = R(0) + \frac{\partial R}{\partial n_1}(0)\ \mathrm{d}n_1 + \frac{\partial R}{\partial e_1}(0)\ \mathrm{d}e_1 + \ldots$$

$R(0)$, $\frac{\partial R}{\partial n_1}(0)$, $\frac{\partial R}{\partial e_1}(0)$,... désignant les valeurs des fonctions R, $\partial R/\partial n_1$, $\partial R/\partial e_1$,... pour les valeurs théoriques de n_1, e_1, ($\mathrm{d}n_1 = \mathrm{d}e_1 = \ldots = 0$). Si nous nous limitons aux termes du premier ordre, les défauts seront additifs et indépendants ; on pourra donc les étudier séparément et successivement.

2. Relations entre défauts des couches, défauts des miroirs et défauts du Fabry-Perot idéal. — En ce qui concerne chaque couche prise isolément, nous pouvons rencontrer deux défauts élémentaires : *a*) la couche n'est pas exactement $\lambda/4$, *b*) elle est absorbante ; nous aurons également à considérer un troisième type de défaut, relatif à une couche élémentaire considérée dans son ensemble : c'est le cas où son épaisseur n'est pas constante sur toute la surface.

Pour un empilement de couches formant un des miroirs du Fabry-Perot, les défauts que nous pouvons rencontrer sont : pouvoir réflecteur amoindri, « absorption » comprenant l'absorption proprement dite et les pertes de lumière par diffusion. L'existence d'un déphasage à la réflexion différent de zéro ou π ne fait que modifier l'épaisseur optique apparente du milieu séparant les deux miroirs du Fabry-Perot ; nous le citons pour mémoire, car c'est un effet gênant, dans le cas des filtres interférentiels, où l'épaisseur de la couche médiane doit avoir une valeur fixée à l'avance.

Enfin, dans le cas du Fabry-Perot, nous aurons à considérer les pertes de finesse (ou de contraste) et de transparence ; les pertes de transparence peuvent provenir d'un certain pouvoir réflecteur $\mathcal{R}$ ou d'une certaine « absorption » globale $\mathcal{A}$ du Fabry-Perot pour la longueur d'onde de transmission maximum.

Les relations entre ces différents défauts seront étudiées par la suite dans un ordre qui peut paraître arbitraire. Nous avons groupé dans le diagramme ci-après (fig. 3) les connexions entre les divers défauts élémentaires et leurs conséquences.

Nous y avons cité, pour mémoire, deux effets (en pointillé) dont l'étude sort du cadre de ce travail : l'un a déjà été étudié (fluctuations de la bande passante [4, 9]), l'autre lui est étroitement lié. Tous deux peuvent être considérés comme des « effets géométriques ». Nous y reviendrons au moment opportun.

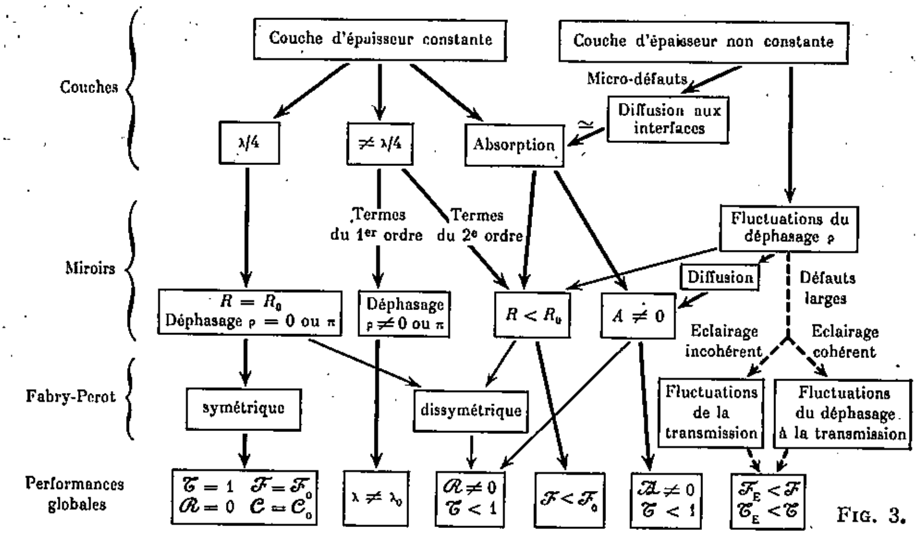

FIG. 3.

*3. **Plan d'étude.*** — Nous suivrons sensiblement dans cet exposé l'ordre chronologique dans lequel les divers problèmes se sont présentés.

Nous nous sommes dès l'abord attaché à préparer des couches semi-réfléchissantes, dont le besoin se faisait sentir. Nous avons pour cela mis au point une méthode précise de contrôle pendant la préparation et diverses améliorations de détail à la technique éprouvée de préparation par évaporation sous vide (chapitre II). Nous avons ainsi été en mesure de traiter les étalons de Fabry-Perot actuellement en service au Laboratoire Aimé Cotton et dans quelques autres (1).

Il nous était nécessaire, même du simple point de vue de l'utilisation ultérieure, de mesurer avec précision les propriétés des couches obtenues ; nous exposerons dans le chapitre III la méthode employée et les résultats expérimentaux obtenus.

Malgré les précautions prises lors de la préparation des couches, celles-ci n'atteignent pas les performances très élevées qu'on peut théoriquement en attendre. C'est pourquoi nous nous sommes efforcé de dégager le rôle des différentes imperfections des couches réelles.

Nous les étudierons dans l'ordre de complexité croissante : défauts d'épaisseur et absorption (chapitre IV) entraînant la mesure des absorptions des substances utilisées (chapitre V), puis étude de la diffusion (chapitre VI).

II. Préparation des couches multiples réfléchissantes

1. Problèmes à résoudre. — Nous avons vu qu'il est nécessaire d'obtenir des couches d'épaisseur optique $\lambda/4$, constante sur toute la surface du Fabry-Perot,

(1) Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure, Paris (H. Boiteux) ; University of Wisconsin, Madison, U. S. A. (J. G. Hirshberg) ; Laboratoire de Physique de l'atmosphère de l'Université de Paris (E. Vassy).

alternativement de haut indice et de bas indice ; il convient, en outre, d'éviter toute absorption ou toute diffusion accidentelles.

Comme de nombreux auteurs [6, 10, 11], nous avons utilisé l'évaporation sous vide poussé ; elle fournit des couches bien reproductibles, d'épaisseur aisément contrôlable.

Le choix des substances a déjà été discuté par Dufour [6] et nous n'y reviendrons pas. Comme substance de haut indice, nous avons utilisé du sulfure de zinc de diverses provenances (²) sans que les résultats soient sensiblement modifiés ; comme substance de bas indice, nous avons utilisé la cryolithe (³).

Les méthodes proposées s'appliqueraient aussi bien aux autres substances à faible absorption utilisables pour l'interféromètre de Fabry-Perot, par exemple, dans l'infrarouge ou l'ultraviolet.

2. **Dispositif d'évaporation sous vide.** — La cloche à vide (fig. 4) est constituée d'un tube de verre, plus facile à maintenir en parfait état de propreté qu'un tube métallique, fermé aux deux extrémités par deux platines métalliques. Sur la platine inférieure débouche la canalisation de pompage (piège à azote liquide, pompe à diffusion à vapeur de mercure, pompe à palettes).

Une jauge, du type Penning [12], posée directement sur la platine, permet le contrôle du vide.

Un anneau d'aluminium, supporté par le passage de courant haute tension, permet le nettoyage par bombardement ionique des surfaces.

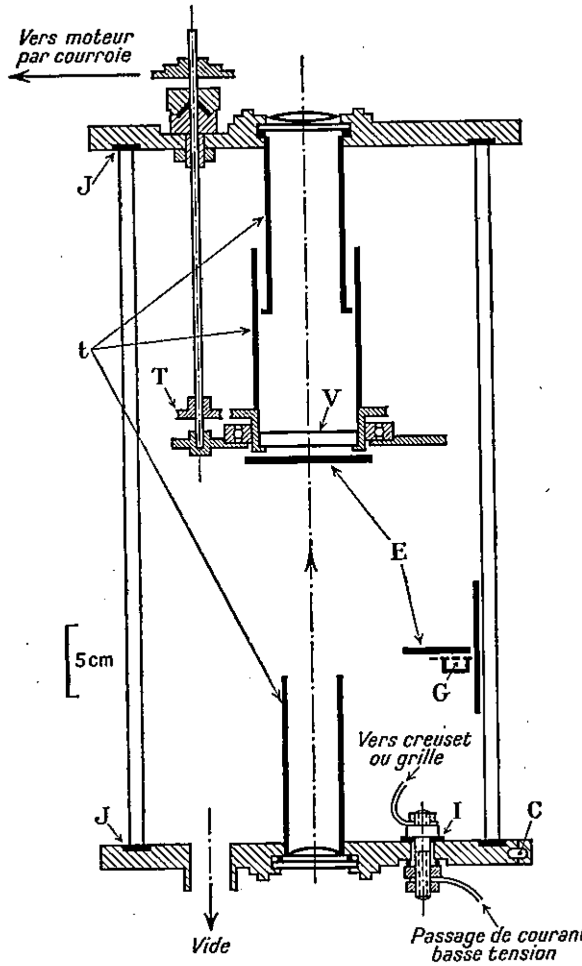

Fig. 4. — Dispositif d'évaporation : C, circulation d'eau ; E, écrans escamotables ; G, grille et creuset ; I, isolant mince (mica) ; J, joint plat (néoprène) ; T, transmission par courroie (néoprène) ; t, tubes de protection ; V, verre à traiter.

(²) ZnS pur pour évaporation, S. E. A. V. O. M., Argenteuil ; « ZnS bleu » pour télévision, Gignoux, Lyon ; ZnS fluorescent (0,01 % Cu), General Electric C° (G. B.).
(³) Cryolithe technique, Prolabo.

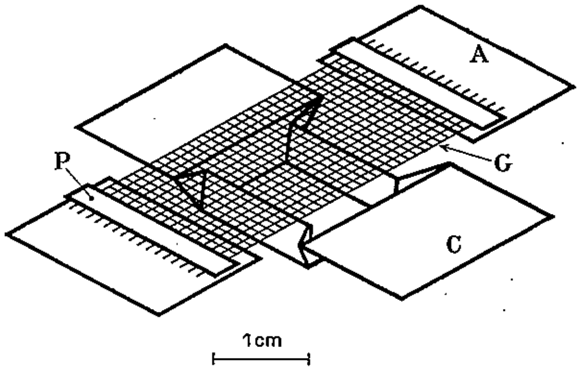

FIG. 5. — Creuset et grille : A, arrivée de courant grille (nickel) ; C, arrivée de courant creuset (molybdène 0,1 mm) ; G, grille de molybdène ; P, pinçage nickel-nickel (soudé par points).

Les creusets (fig. 5) sont formés par simple pliage d'une bande de molybdène rectangulaire de 0,1 mm d'épaisseur, sans coupure ni soudure ; on a ainsi une bonne résistance mécanique et une section de métal constante d'un bout à l'autre, donc un échauffement uniforme. Chaque creuset est recouvert par une grille en molybdène ; celle-ci participe au chauffage, régularise l'indicatrice d'émission du jet moléculaire, évite les projections ou le soulèvement en bloc de la substance. Creusets et grilles sont chauffés indépendamment, par effet Joule, et supportés par les arrivées de courant.

La capacité de ces creusets étant de l'ordre de 1 cm³, deux creusets, l'un pour le sulfure de zinc, l'autre pour la cryolithe, nous ont suffi largement, même pour la préparation des filtres d'ordre élevé ou des filtres pour l'infrarouge.

Les courants utilisés sont de l'ordre de 150 A dans les creusets et de 50 A dans les grilles, pour des tensions de l'ordre de 1 V ; ils sont fournis par deux transformateurs basse tension, eux-mêmes alimentés par deux transformateurs à rapport variable.

Le courant dans le creuset est réglé pour obtenir une vitesse d'évaporation convenable ($\lambda/4$ en 1 mn environ) ; le courant dans la grille est réglé pour la porter à une température nettement supérieure à celle du creuset.

La platine comporte un refroidissement par circulation d'eau.

Le verre à recouvrir est porté par une monture tournante, sur roulement à billes. L'entraînement est assuré par un moteur extérieur à la cloche, avec transmission par poulies et courroies en néoprène. Un axe traverse la platine supérieure par un joint Wilson. On démontre en effet [13] que, pour obtenir une couche d'épaisseur uniforme sur un verre de grand diamètre, on a intérêt à le faire tourner autour de son axe, la position optimum du creuset correspondant à un angle d'incidence du jet moléculaire de 40° environ. Les creusets étant fixes et voisins de la périphérie de la cloche, on a réglé empiriquement la hauteur du verre jusqu'à obtenir la meilleure uniformité (fig. 6). Les défauts d'épaisseur obtenus ne dépassent pas $\pm$ 2 ‰ sur un diamètre de 2 cm, $\pm$ 2 % sur un diamètre de 5 cm.

Pour étudier cette uniformité nous avons préparé, par évaporation, un filtre interférentiel et mesuré les déplacements de la bande passante en fonction du rayon.

Avant chaque opération, le verre est soumis à un nettoyage soigneux : acide nitrique moyennement dilué, rinçage, nettoyage avec une bouillie aqueuse de $CaCO_3$ fin précipité, rinçage, séchage au papier Joseph, jusqu'à obtention d'une

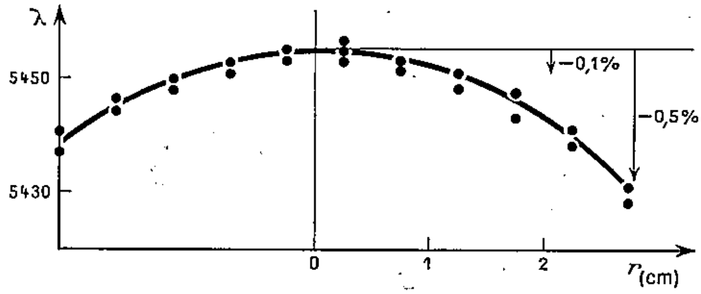

FIG. 6. — Variation de λ en fonction du rayon pour un filtre interférentiel.

image de souffle uniforme. Le nettoyage est parachevé par une décharge sous basse pression dans la cloche (2 000 V, 20 mA).

Le verre est ensuite masqué par un écran, les creusets également. Ceux-ci sont soumis à un préchauffage prolongé destiné à éliminer toutes substances plus volatiles.

L'évaporation proprement dite ne peut commencer qu'ensuite, quand la pression est de nouveau redescendue au-dessous de 10^{-5} mm de mercure.

3. **Contrôle optique des épaisseurs.** — Nous nous sommes limité au problème de la préparation des miroirs à couches multidiélectriques et, accidentellement, des filtres interférentiels du même type. Dans les deux cas, toutes les couches doivent avoir des épaisseurs optiques multiples de $\lambda/4$ et rendre la réflexion ou la transmission de l'ensemble maximum ou minimum.

Une méthode simple de contrôle [14] consiste à mesurer en permanence la transmission ou le pouvoir réflecteur et à arrêter l'évaporation dès qu'on atteint le maximum ou le minimum cherché.

Ce procédé est, de par son principe même, peu précis : on ne peut être sûr d'avoir atteint l'extremum qu'après l'avoir dépassé ; si, en outre, le système de mesure (source, cellule photoélectrique) dérive ou fluctue au cours du temps, la précision de la mesure peut devenir très mauvaise.

On peut tourner la difficulté en faisant la mesure sur un verre témoin et en y déposant une couche préliminaire d'épaisseur optique $\lambda/8$ [6] ; on n'a plus alors à s'arrêter sur un extremum de R ou T; le repérage des épaisseurs *sur le verre témoin* est amélioré, mais pas obligatoirement sur le verre à traiter : l'indicatrice d'émission du creuset est suffisamment mal définie pour que deux verres voisins, dans une même évaporation, présentent des différences de coloration visibles à l'œil et non reproductibles.

Nous avons donc cherché une méthode précise, permettant *la mesure sur le verre en traitement lui-même.*

1. ***Principe de la méthode.*** — On repère, directement *sur l'ensemble des couches*, au cours de l'évaporation, la valeur de la dérivée $\mathrm{d}T/\mathrm{d}\lambda$. Cette dérivée s'annule à chaque extremum de T et varie linéairement à son voisinage ; on dispose ainsi d'un repérage précis de ces extrema, donc des épaisseurs optiques désirées ; ce

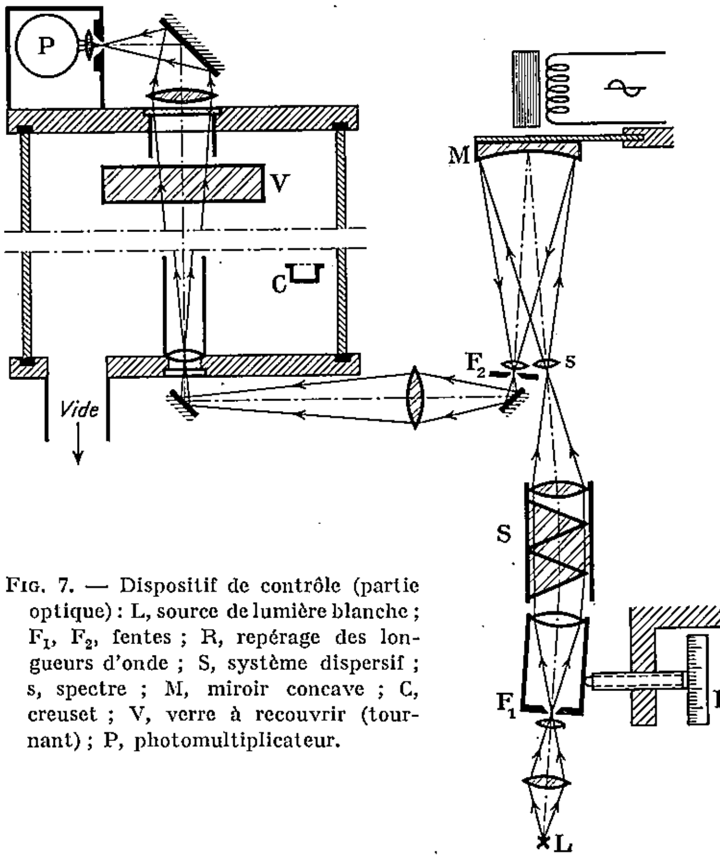

FIG. 7. — Dispositif de contrôle (partie optique) : L, source de lumière blanche ; F_1, F_2, fentes ; R, repérage des longueurs d'onde ; S, système dispersif ; s, spectre ; M, miroir concave ; C, creuset ; V, verre à recouvrir (tournant) ; P, photomultiplicateur.

repérage est, en outre, indépendant des dérives de sensibilité du système photométrique.

La méthode est susceptible d'applications plus générales [15, 16] et a été décrite ailleurs [17] ; nous en rappellerons brièvement ce qui concerne la préparation des couches minces.

Un système dispersif S (fig. 7) fournit un spectre s dont l'image se forme sur une fente F_2 par l'intermédiaire d'un miroir concave M susceptible d'osciller autour d'un axe parallèle à la fente. On fait vibrer ce miroir à la fréquence N. La lumière sortant de la fente F_2 a ainsi une longueur d'onde « modulée » (fig. 8)

$$\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda \cos 2\pi Nt.$$

Si le faisceau traverse une couche ou un système de couches de transmission $T(\lambda)$, la réponse de la cellule sera de la forme

$$T(\lambda) = T(\lambda_0) + \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}\lambda}(\lambda_0)\,\Delta\lambda \cos 2\pi Nt + \frac{\mathrm{d}^2T}{\mathrm{d}\lambda^2}(\lambda_0)\,\frac{(\Delta\lambda)^2}{2}\cos^2 2\pi Nt + \ldots,$$

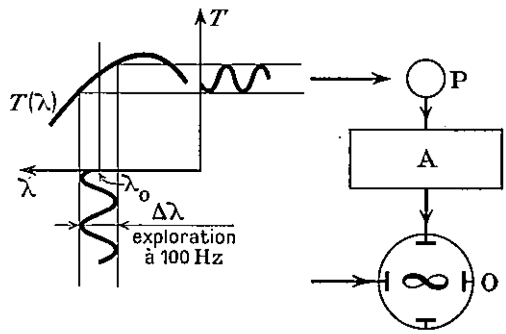

FIG. 8. — Dispositif de contrôle (principe) : P, photomultiplicateur ; A, amplificateur sélectif 100 Hz ; O, oscilloscope (50 Hz sur X et sur Wehnelt).

où le signal à la fréquence N est bien proportionnel à $\frac{dT}{d\lambda}(\lambda_0)$.

En fait, le système photométrique ne fournit pas $T(\lambda)$ mais $A(\lambda)T(\lambda)$, où $A(\lambda)$ est la réponse de l'appareil en fonction de λ, en l'absence de couche sur le verre. La composante alternative à la fréquence N de la réponse de la cellule est donc de la forme

$$y = \left(A \frac{dT}{d\lambda} + T \frac{dA}{d\lambda}\right)_{\lambda_0} \Delta\lambda \cos 2\pi N t ;$$

on doit donc annuler $dA/d\lambda$ pour la longueur d'onde λ_0. On y parvient en masquant partiellement le spectre s à l'aide d'un « couteau » orientable dans le plan du spectre [17].

2. ***Appareil.*** — A. SOURCE. — La source doit fournir un spectre continu et être exempte de toute modulation à 100 Hz. Nous avons utilisé une lampe à filament de tungstène (25 W, 6 V) alimentée en courant continu bien filtré et bien stabilisé : une variation de tension, provoquant une variation de température du filament, modifierait $A(\lambda)$ et $dA/d\lambda$. Nous avons alimenté la lampe à partir du 110 V continu de la distribution générale ; une résistance de 25 Ω environ abaisse la tension aux bornes à 6 V ; un accumulateur mis en parallèle avec la lampe joue à la fois les rôles de filtre et de stabilisateur de tension, du fait de sa très faible résistance interne.

B. SYSTÈME DISPERSIF. — Le système dispersif est un monochromateur dont on a retiré la fente de sortie. Celle-ci est remplacée par le « couteau » orientable. La position de la fente d'entrée F_1 permet de régler la longueur d'onde moyenne λ_0.

C. MIROIR VIBRANT. — Le miroir concave M est fixé sur une lame d'acier ; sa période propre de vibration est réglée à 100 Hz. Ce dispositif a été choisi, après essai de plusieurs autres, pour son coefficient de surtension, de l'ordre de 100 : une surtension plus élevée rendrait les oscillations en régime transitoire très gênantes (chocs ou vibrations parasites), une surtension plus faible demanderait une puissance d'excitation trop importante. La lame d'acier est soumise à l'attraction d'une bobine alimentée en courant à 50 Hz ; elle vibre donc à 100 Hz avec une amplitude réglable par le courant circulant dans la bobine.

Le miroir concave projette le spectre s sur la fente de sortie, reportée en F_2.

D. TRAVERSÉE DE LA CLOCHE. — Le faisceau traverse la cloche à vide dans l'axe. Tout dépôt de couches minces sur les hublots ou sur la face arrière du verre à traiter modifierait la fonction $A(\lambda)$ en cours d'évaporation. Nous les avons protégés par de longs tubes. Aucun dépôt n'y a été observé, dans ces conditions, après plusieurs mois de service.

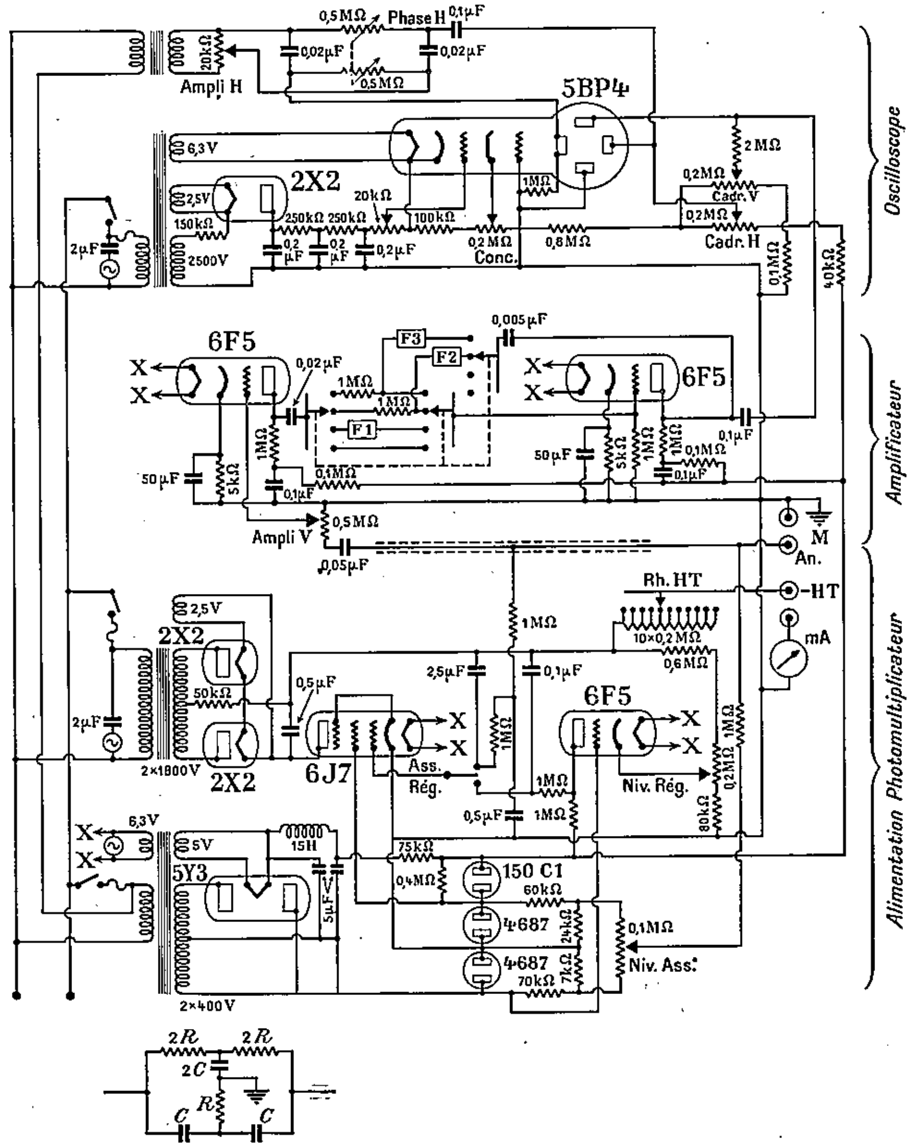

FIG. 9. — Dispositif de contrôle (partie électrique) : F1 (50 Hz), $R = 0{,}15$ MΩ, $C = 0{,}01$ µF ; F2 (100 Hz), $R = 0{,}15$ MΩ, $C = 0{,}005$ µF ; F3 (200 Hz), $R = 75$ kΩ, $C = 0{,}005$ µF.

E. CELLULE. — La lumière parvient finalement à un photomultiplicateur *R C A* 931 A. Une fente d'entrée, conjuguée du hublot d'entrée dans la cloche, lui-même conjugué de la fente F_2, élimine toute lumière parasite provenant des creusets.

F. OSCILLOSCOPE. — La composante à 100 Hz du signal fourni par la cellule est amplifiée sélectivement (amplificateur à deux étages avec contre-réaction par double T) ; le signal amplifié (fig. 9) est appliqué aux plaques de déviation verticale d'un oscilloscope. Les plaques horizontales reçoivent la tension à 50 Hz du secteur, par l'intermédiaire d'un pont déphaseur. On règle la phase du balayage horizontal de façon à obtenir sur l'écran une lemniscate plus ou moins aplatie.

Une commodité supplémentaire consiste à laisser subsister, sur la tension du Wehnelt, une légère modulation à 50 Hz ; ceci permet de distinguer les dérivées $dT/d\lambda$ positives ou négatives, suivant la pente de la partie renforcée de la lemniscate

La composante continue du signal fourni par la cellule, convenablement filtrée, permet d'asservir la tension d'alimentation de façon à obtenir une réponse continue $A(\lambda_0)\ T(\lambda_0)$ constante. Ceci élimine les variations de sensibilité de la méthode dues à la diminution rapide de $T(\lambda_0)$ pour un nombre croissant de couches.

La grandeur mesurée est en fait la dérivée logarithmique

$$\frac{1}{T}\,\frac{dT}{d\lambda}.$$

Les diverses fonctions, asservissement, filtrage, réglage de la tension, sont remplies par une même lampe rhéostat, dans le circuit d'alimentation haute tension de la cellule.

3. ***Utilisation de l'appareil.*** — On procède aux opérations suivantes :

a) Le verre à recouvrir étant en place, sous vide, prêt à être traité, le monochromateur R réglé pour la longueur d'onde λ_0, on règle le « couteau » en s jusqu'à obtenir une amplitude verticale nulle à l'oscilloscope (lemniscate réduite à un segment de droite). On a ainsi annulé $dA/d\lambda$ au voisinage de λ_0 et on peut procéder à l'évaporation.

b) Pour chaque couche $\lambda/4$, l'oscilloscope indique une amplitude d'abord croissante, puis stationnaire, puis décroissante. On arrête l'opération, en masquant le creuset, dès que l'amplitude s'annule de nouveau ; on coupe le chauffage du creuset légèrement en avance, pour ralentir l'évaporation. Un inverseur permet de passer immédiatement, si on le désire, à l'autre creuset, et ainsi de suite.

L'obtention d'une couche $\lambda/4$ demande 1 mn environ, l'obtention d'un miroir 15 mn.

4. ***Sensibilité.*** — Une propriété précieuse de ce système de contrôle est l'augmentation de sensibilité qui accompagne l'augmentation du nombre de couches ; la sensibilité est ici caractérisée par la vitesse de variation de $\frac{1}{T}\frac{dT}{d\lambda}(\lambda_0)$ lorsque la dernière couche évaporée passe par l'épaisseur optique $\lambda_0/4$.

Si l'on considère, par exemple, l'amplitude maximum atteinte par la composante à 100 Hz au cours de l'évaporation des couches successives, on a les valeurs suivantes :

Zn S	Cry.	Zn S	Cry.	Zn S	Cry.	Zn S
6	4	20	10	25	15	40

Le calcul confirme ces observations.

Cette propriété favorise la préparation des miroirs à nombre de couches élevé. Elle favorise également la préparation des filtres interférentiels, pour lesquels la sensibilité reste élevée, même pour les dernières couches du second miroir.

5. ***Limitations.*** — L'appareil est insensible aux dérives de sensibilité et aux variations du flux lumineux que peut introduire la rotation du verre.

Les performances sont néanmoins limitées par la composante à 100 Hz du « bruit de fond » d'origines multiples :

a) parasites d'origine électrique,
b) vibrations mécaniques des supports,
c) bruit de fond de la cellule.

Si les deux premiers facteurs peuvent être fortement réduits, le dernier devient considérable dès que la transmission du système diminue ou quand on veut travailler à des longueurs d'onde λ_0 pour lesquelles la réponse $A(\lambda_0)$ devient faible.

Notre dispositif, utilisant une optique de verre, une cellule *RCA* 931 A, une lampe à filament de tungstène comme source, nous a permis de travailler de 4 000 à 6 000 Å.

Il serait possible d'augmenter ce domaine de façon considérable en diminuant le bruit de fond, par refroidissement de la cellule, et en utilisant des cellules de sensibilité spectrale plus étendue.

III. **Résultats expérimentaux**

1. **Mesure directe de la transparence et de la finesse d'un Fabry-Perot** [20]. — Les méthodes classiques de mesure de R, T, A deviennent insuffisantes dès qu'on s'intéresse à l'étalon de Fabry-Perot. En effet $\mathfrak{T} = T^2/(1-R)^2$, $\mathfrak{F} = \pi\sqrt{R}/(1-R)$, $\mathfrak{C} = (1+R)^2/(1-R)^2$, dépendent de $1 - R$; l'obtention de finesses élevées exige l'emploi de pouvoirs réflecteurs $R \simeq 1$; les mesures directes de R laissent toujours subsister sur $1 - R$, donc sur $\mathfrak{T}$ et $\mathfrak{F}$, des erreurs trop importantes.

Les mesures directes sur un étalon de Fabry-Perot réel donnent des valeurs $\mathfrak{T}_E$, $\mathfrak{F}_E$ assez faciles à mesurer [18]. Ces valeurs, quoiqu'elles aient un intérêt pratique indéniable, ne peuvent nous servir. Défauts de réglage du parallélisme, défauts de surface, courbure des lames, etc., qui diminuent la transparence et la finesse expérimentales pour un étalon réel, ne peuvent être évalués aisément ; il est pratiquement impossible de remonter de $\mathfrak{T}_E$, $\mathfrak{F}_E$ aux valeurs de $\mathfrak{T}$ et $\mathfrak{F}$ pour un étalon de Fabry-Perot idéal où seules les couches semi-réfléchissantes gouvernent $\mathfrak{T}$ et $\mathfrak{F}$. Par contre, la mesure de $\mathfrak{T}$ et $\mathfrak{F}$ et la comparaison à $\mathfrak{T}_E$ et $\mathfrak{F}_E$ permettent, dans une certaine mesure, l'étude des « facteurs géométriques » entraînant ces pertes de qualité.

Une caractéristique du Fabry-Perot reste insensible aux « facteurs géométriques » : c'est la « transparence moyenne » $\overline{T}_F$ [20] ; $\overline{T}_F$ peut être définie rigoureusement par

$$\overline{T}_F = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} T_F \, d\varphi ,$$

où T_F est la transmission du Fabry-Perot pour une valeur quelconque de φ :

$$T_F = \frac{\mathcal{T}}{1 + \dfrac{4R_M}{(1-R_M)^2}\sin^2\dfrac{\varphi}{2}}.$$

$\overline{T}_F$ est donc la transmission globale du Fabry-Perot dès que $\varphi = 4\pi ne\cos\alpha/\lambda$ varie d'un grand nombre de fois 2π dans l'étendue du faisceau utilisé.

La « transparence moyenne » $\overline{T}_F$ doit être indépendante de l'épaisseur du Fabry-Perot : c'est la transmission globale pour une épaisseur telle que l'on n'ait plus de relation de phase entre les réflexions successives ; dans ce cas, on a seulement à additionner les intensités ; on obtient

$$\overline{T}_F = \frac{T_M^2}{1-R_M^2} = \frac{T_M^2}{(1-R_M)(1+R_M)}.$$

Pour $R_M \simeq 1$, on voit qu'une mesure de T_M et de $\overline{T}_F$ donnera une valeur *précise* de $1-R_M$, car $1-R_M \simeq T_M^2/2\overline{T}_F$. La mesure de $1-R_M$ nécessite cependant une mesure *absolue* de T_M, toujours délicate puisque les valeurs de T_M sont généralement inférieures à 10 %.

Si nous passons directement aux grandeurs $\mathcal{T}$, $\mathcal{F}$ qui nous intéressent, nous voyons que

$$\mathcal{T} \simeq \left(2\frac{\overline{T}_F}{T_M}\right)^2, \qquad \mathcal{F} \simeq 6\frac{\overline{T}_F}{T_M^2} = 6\frac{\overline{T}_F}{T_M}\frac{1}{T_M}.$$

La valeur de $\mathcal{F}$ reste assujettie à l'erreur relative sur la valeur *absolue* de T_M ; par contre $\mathcal{T}$, où n'intervient que le rapport $\overline{T}_F/T_M$, n'exige aucune mesure absolue. Pour les transparences $\mathcal{T} > 25\,\%$ couramment obtenues, on a à mesurer un rapport de transmissions $\overline{T}_F/T_M$ compris entre 0,5 et 0,25 ; cette mesure reste précise même pour des valeurs de T_M de l'ordre de 1 %.

2. **Appareil.** — Pour que $\varphi = 4\pi ne\cos\alpha/\lambda$ varie d'un grand nombre de fois 2π dans l'étendue du faisceau utilisé, il suffit de satisfaire une des trois conditions :

$$(1)\quad \Delta\lambda \gg \frac{\lambda^2}{2ne\cos\alpha} = \frac{\lambda}{p}, \qquad (2)\quad \Delta\alpha \gg \frac{\lambda}{2ne\sin\alpha} = \frac{1}{p\,\mathrm{tg}\,\alpha}$$

laquelle devient, en incidence normale

$$(2') \qquad (\Delta\alpha)^2 \gg 2/p,$$

$$(3) \qquad \Delta e \gg \frac{\lambda}{2n\cos\alpha} = \frac{e}{p},$$

où p est l'ordre d'interférence moyen du Fabry-Perot.

Par exemple, pour des lames écartées de 1 mm dans l'air, éclairées en incidence normale par la radiation $\lambda \simeq 0{,}5\ \mu$, on devra avoir

$$\Delta\lambda \gg 2{,}5\ \text{Å}, \quad \Delta\alpha \gg 0{,}03\ \text{rd}, \quad \Delta e \gg 0{,}5\ \mu.$$

Les trois conditions sont généralement réalisées si l'on monte un Fabry-Perot et si on l'éclaire sans précautions spéciales, pourvu que l'écartement des lames ne soit pas trop petit.

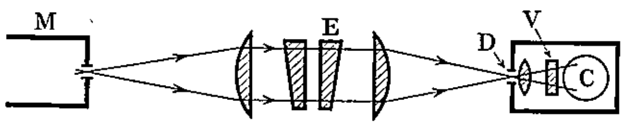

Fig. 10. — Mesure de $\mathcal{T}$ et $\mathcal{F}$: M, monochromateur double ; E, étalon Fabry-Perot ; D, diaphragme ; V, verre dépoli ; C, cellule photoélectrique.

Le dispositif utilisé est schématisé sur la figure 10.

R_M et T_M sont stationnaires autour de la longueur d'onde λ_0 ; la source peut donc fournir une bande passante large ; nous verrons toutefois au paragraphe IV. 2. 2 que cette bande passante doit être d'autant plus faible qu'on veut mesurer des finesses plus élevées.

Par contre R_M devient voisin de zéro et T_M voisin de 1 pour des longueurs d'onde éloignées ($\lambda < 0{,}75\ \lambda_0$ ou $\lambda > 1{,}4\ \lambda_0$). La lumière parasite de longueur d'onde extérieure à cet intervalle sera donc intégralement transmise ; il est indispensable de l'éliminer, principalement si λ_0 est dans une des extrémités du spectre où l'ensemble source-cellule a une sensibilité faible ; si l'on veut pouvoir mesurer $\overline{T}_F$ de l'ordre de 1 %, dans une région où la sensibilité est divisée par 10, sans commettre sur $\mathcal{T}$ une erreur supérieure à 1 %, il faut que la lumière parasite totale n'excède pas 10^{-5} de la partie utile.

Nous avons d'abord opéré avec un monochromateur simple. La lumière parasite s'élimine, par double pesée, en interposant successivement deux écrans colorés, du type passe-bas, dont le contraste est excellent ; l'un laisse passer λ_0 et la lumière parasite $\lambda > \lambda_0$, l'autre supprime λ_0 mais laisse passer la lumière parasite. L'emploi d'un monochromateur double résout le problème de façon plus générale.

Les lames d'étalon utilisées sont généralement prismatiques ; on élimine les images parasites à l'aide du diaphragme D ; ceci impose aux mesures des corrections dont on peut facilement tenir compte. Pour éviter toute erreur due aux déviations du faisceau, la surface sensible de la cellule est conjuguée de l'étalon et un verre dépoli est interposé sur le faisceau.

Un réglage à vis permet d'amener les lames à un parallélisme approché, suffisant pour que les images dues aux réflexions multiples semblent confondues pour l'œil et pour le diaphragme D.

L'étude d'un étalon comporte les quatre mesures :

I_0 intensité à vide, I_0T_1 intensité transmise par la première lame (plus exactement 0,96 I_0T_1), I_0T_2 intensité transmise par la seconde lame (plus exactement 0,96 I_0T_2), $I_0\overline{T}_F$ intensité transmise par l'étalon [plus exactement $(0{,}96)^2\ I_0\overline{T}_F$].

On en déduit directement $\mathcal{T}$ et $\mathcal{F}$ par les formules approchées. On peut, éventuellement, à l'aide de la valeur approchée de R_M également calculable $\left(1 - R_M \simeq 2\ T_F/T_M^2\right)$, obtenir une meilleure approximation, en tenant compte des valeurs de $1 + R_M \neq 2$ et $\pi\sqrt{R_M} \neq 3$; cette précision est généralement superflue.

3. **Résultats.** — Le point de vue de l'utilisateur est généralement le suivant : pour une finesse $\mathcal{F}$ imposée par la nature du problème à résoudre, quelle transparence $\mathcal{T}$ peut-on espérer obtenir et quel nombre de couches doit-on choisir ?

Nous porterons donc les résultats expérimentaux sur un diagramme $\mathcal{T}(\mathcal{F})$;

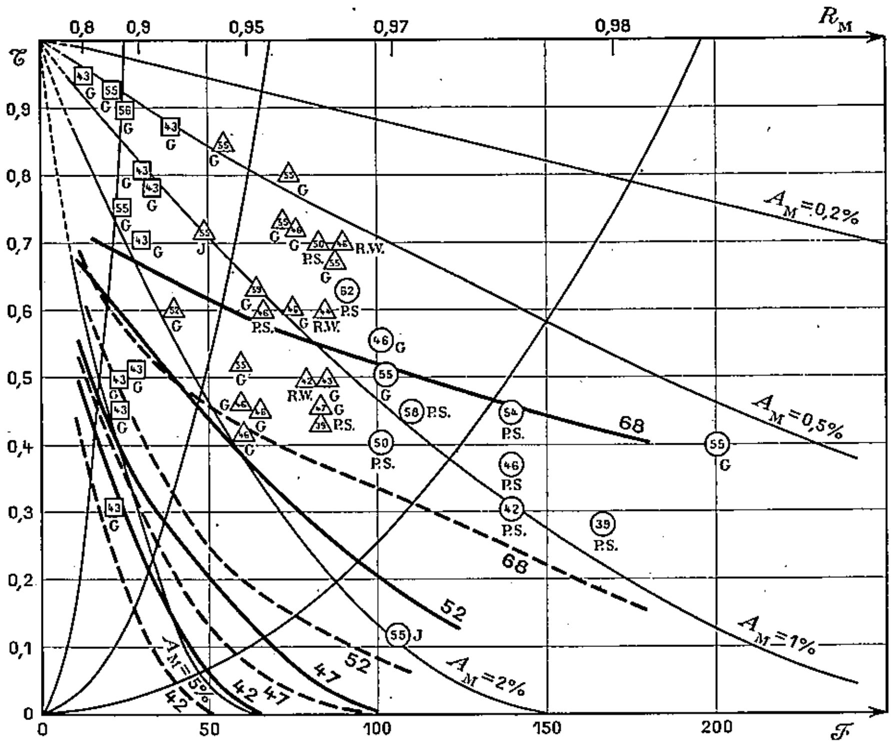

FIG. 11. — Résultats expérimentaux. — □ 5 couches ; △ 7 couches ; ○ 9 couches. La lettre placée au voisinage indique l'origine des résultats : J, Jarrett [21] ; R. W., Ring & Wilcock [11] ; P. S., Penselin & Steudel [10] ; G, Giacomo. ——— Argenture fraîche, — — argenture vieillie 22 jours (Kuhn & Wilson [22]), —— courbes A = Cte et q = Cte (se reporter au § IV. 3. 4). Les chiffres indiquent les longueurs d'onde en centièmes de micron.

celui-ci accuse davantage la dispersion des résultats qu'un diagramme transparence-pouvoir réflecteur ou même absorption-pouvoir réflecteur ; il traduit ainsi la sensibilité exceptionnelle du Fabry-Perot aux absorptions et aux variations du pouvoir réflecteur des miroirs (fig. 11).

Nous avons adjoint à nos résultats ceux d'autres auteurs utilisant le même type de couches [10, 11, 21] et, à titre de comparaison, les meilleurs résultats publiés [22] sur des couches d'argent. Nous avons également porté dans le diagramme les courbes A_M = Cte.

On peut déjà remarquer que les meilleures de ces mesures conduisent à $A_M \simeq 0{,}5\,\%$, sans qu'il y ait une relation évidente avec la longueur d'onde.

Les couches d'argent, fraîchement préparées, peuvent rivaliser avec les couches multiples, principalement dans le rouge ; dans le violet, l'avantage des couches multiples est évident. Il l'est davantage encore si l'on considère l'importance du vieillissement, pour les couches d'argent. Aucun vieillissement appréciable n'a été constaté sur des couches multidiélectriques, en service depuis 1, 2 ou 3 ans, conservées sans précaution spéciale.

Nous allons maintenant essayer d'interpréter les résultats obtenus ; il nous faut pour cela étudier le rôle des différents types de défauts et leur répercussion sur la finesse et la transparence du Fabry-Perot.

IV. Défauts élémentaires des couches d'épaisseur constante

Nous avons vu que la méthode de mesure utilisée donne les valeurs de $\mathfrak{T}$ et $\mathfrak{F}$ indépendamment des défauts « géométriques » de l'étalon réel : courbure, défauts de poli, défaut de parallélisme, etc. ; nous pourrons donc les comparer directement aux valeurs calculées pour des couches imparfaites déposées sur l'étalon de Fabry-Perot idéal défini au paragraphe I.1.2. Nous admettrons pour l'instant que, si les couches n'ont pas une épaisseur constante sur toute la surface, on peut décomposer le Fabry-Perot en petits éléments à l'intérieur desquels toutes les épaisseurs sont constantes ; les propriétés du Fabry-Perot se déduiront de la sommation de $I(\varphi)$ étendue à tous ces éléments de surface, comme l'ont fait d'autres auteurs [4, 9]. Nous aurons plus loin l'occasion de revenir sur cette manière de voir.

Nous considérerons successivement les deux types de défaut élémentaire qui peuvent subsister : écarts à l'épaisseur théorique $\lambda/4$ et absorption.

Pour étudier l'influence de ces défauts, nous utiliserons une méthode de calcul inspirée de l'analogie électrique [23] et plus spécialement d'un article de P. J. Leurgans [24] ; nous conserverons autant que possible les notations de cet auteur.

1. Méthode de calcul. — *1. Cas général.* — Un empilement de couches minces est équivalent à une ligne électrique dont les divers tronçons présenteraient des admittances caractéristiques différentes. Les équations de propagation sont les mêmes et font correspondre l'indice d'une couche à l'admittance caractéristique d'un tronçon de ligne, le champ électrique de Mawxell E_y à la différence de potentiel V, le champ magnétique H_z à l'intensité électrique I.

Coupons la ligne électrique en un point quelconque P où l'intensité est I et la différence de potentiel V ; la partie qui comprend le générateur peut être considérée comme un générateur fictif débitant sur l'admittance $Y_L = I/V$; Y_L est l'admittance équivalente à la portion L de la ligne située au delà du point P. Si le point P est sur un tronçon de ligne d'admittance caractéristique Y_o et si $Y_L \neq Y_o$, on peut considérer I et V au point P comme résultant de la superposition en P de deux ondes : une onde « incidente » se propageant du générateur vers la ligne, une onde « réfléchie » se propageant de la ligne vers le générateur ; en posant $k = Y_L/Y_o$ on a [24]

$$\frac{V \text{ de l'onde réfléchie}}{V \text{ de l'onde incidente}} = r = \frac{1-k}{1+k} \cdot$$

De même pour un système de couches minces : en un point quelconque, où les champs de Maxwell sont E_y et H_z, on peut séparer le système en deux par un plan P parallèle aux couches : une « source fictive » située du côté de la lumière incidente et une « ligne » d'admittance $Y_L = H_z/E_y$; si le plan P est dans un milieu d'indice n_o (correspondant à l'admittance caractéristique Y_o), tout se passe comme si la

« source fictive », située dans le milieu d'indice n_0, éclairait un plan P de séparation entre le milieu d'indice n_0 et un milieu fictif, infini, d'indice $n = Y_L$; le facteur de réflexion est $r = \dfrac{1-k}{1+k} = \dfrac{1-(n/n_0)}{1+(n/n_0)}$.

n est donc l'« indice équivalent » et n/n_0 l'« indice relatif équivalent » [25] pour l'ensemble de couches situées au delà du plan P.

L'intérêt de cette analogie vient de ce que l'admittance Y_L vue par la « source fictive » en un point P quelconque de la ligne varie de façon *continue* avec l'abscisse de P [26], tandis que $k = Y_L/Y_0$ ou $r = (1-k)/1+k)$ présentent des discontinuités aux plans de séparation entre milieux différents. D'autre part, nous allons voir que le facteur de réflexion r d'un ensemble de couches se déduit, par récurrence, par une suite d'opérations simples soit sur les r, soit sur les k.

Considérons par exemple, le pouvoir réflecteur côté air d'un ensemble de couches déposées sur verre, alternativement de sulfure de zinc et de cryolithe, d'épaisseurs quelconques.

Partons du verre d'indice n_V ; on a $r = 0$, $k = 1$; si nous ajoutons une couche de sulfure de zinc d'indice n_H, nous aurons, au voisinage immédiat du verre, dans cette couche,

$$k = \frac{Y_L}{Y_H} = \frac{n_V}{n_H},$$

d'où

$$r = \frac{1-k}{1+k} = \frac{n_V - n_H}{n_V + n_H}.$$

En nous éloignant à la distance e de l'interface dans le milieu d'indice n_H, r deviendra $r' = r \exp(-\mathrm{i}\,\varphi)$ avec $\varphi = 4\pi n_H e/\lambda$.

Pour passer à la couche suivante (cryolithe d'indice n_B), il nous faudra considérer l'admittance apparente en un point infiniment voisin « à gauche » de l'interface $Y'_L = k'Y_H = k'n_H$ avec $r' = (1-k')/(1+k')$ donc $k' = (1-r')/(1+r')$; l'admittance apparente variant de façon continue, même à la jonction entre deux lignes d'admittances caractéristiques différentes, l'admittance apparente en un point infiniment voisin « à droite » de l'interface sera toujours Y'_L, mais on aura cette fois $k'' = Y'_L/Y_B = k'Y_H/Y_B = k'\,n_H/n_B$ et ainsi de suite (fig. 12).

Nous voyons que le calcul de r pour un ensemble de couches non absorbantes se réduit à un certain nombre de rotations sur les r et d'homothéties sur les k, dans un ordre bien déterminé.

Dans le cas général, tout ceci n'entraîne pas de simplification majeure, sauf peut-être la possibilité d'un calcul rapide avec le cercle à calcul de Smith [27], familier aux radioélectriciens.

2. ***Cas des couches*** $\lambda/4$ ***non absorbantes.*** — Les rotations $-\varphi = -4\pi ne/\lambda$ à opérer sur les r seront toutes de $-\pi$; elles se réduisent à des symétries par rapport à l'origine. Or, une telle transformation sur les r correspond à une inversion sur les k.

Nous voyons que le calcul des valeurs successives de k se réduira à des homothéties et inversions successives.

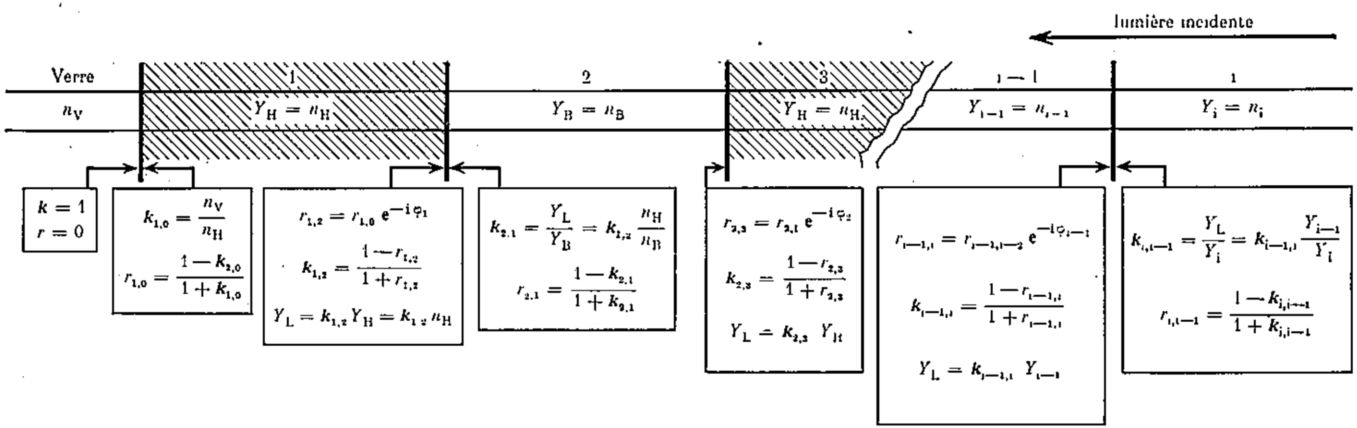

FIG. 12. — Calcul de l'admittance d'un système de couches dans le cas général.

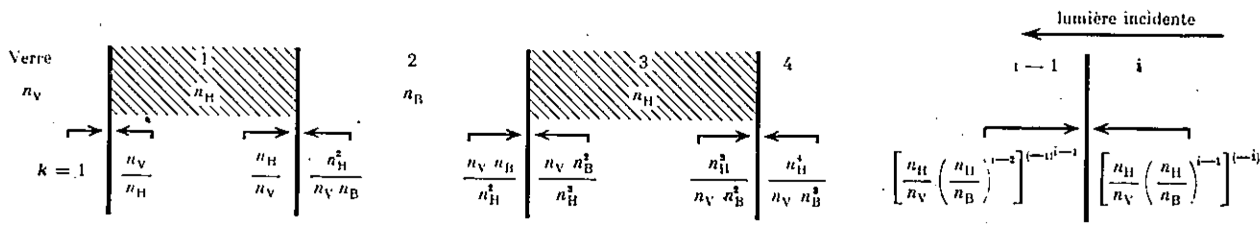

FIG. 13. — Valeurs successives de k pour des couches $\lambda/4$ alternées.

Pour un miroir à couches alternées n_H, n_B sur verre, nous aurons donc les valeurs successives de k données par la figure 13.

L'expression générale de k_M, pour l'ensemble du miroir, formé de q couches, entre le milieu d'incidence d'indice n_A et le milieu-support d'indice n_V sera

$$k_M = \left(\frac{n_V}{n_H}\right)^{(-1)^q} \left(\frac{n_H}{n_B}\right)^{(-1)^{q-1}} \left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{(-1)^{q-2}} \cdots \left(\frac{n_{q-1}}{n_q}\right)^{-1} \frac{n_q}{n_A};$$

si q est impair :

$$k_M = \frac{n_H^2}{n_A n_V} \left(\frac{n_H}{n_B}\right)^{q-1} = \frac{n_H}{n_V} \frac{n_H}{n_A} \left(\frac{n_H}{n_B}\right)^{q-1},$$

si q est pair :

$$k_M = \frac{n_V}{n_A} \left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{q} = \frac{n_V}{n_H} \frac{n_B}{n_A} \left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{q-1}.$$

Remarque. — Nous avons noté n_V, n_A, n_H, n_B, les indices respectifs du verre, de l'air, de la substance de haut indice et de la substance de bas indice, par référence au cas classique du Fabry-Perot à lame d'air. Les relations obtenues s'appliquent aussi bien à tous les autres cas où l'on doit calculer le pouvoir réflecteur d'un ensemble de couches $\lambda/4$ alternées : les milieux extrêmes étant A et V, les couches alternativement H et B, les relations obtenues donnent le pouvoir réflecteur du côté du milieu A, la couche en contact avec le milieu V étant du type H. On pourrait reprendre à l'aide de ces relations la discussion du choix des meilleures combinaisons, suivant les indices n_A, n_V, n_H, n_B. On retrouverait des résultats évidents par ailleurs [6].

Quand le nombre de couches q croît indéfiniment, les valeurs de k_M, pour q pair ou impair, tendent respectivement vers 0 ou ∞, tandis que r_M tend vers $+1$ ou -1.

Par raison de commodité et pour éviter cette ambiguïté, nous considérerons non pas les valeurs de k_M mais les valeurs de l_M, $l_M = (k_M)^{(-1)^q}$, qui tendent toujours vers zéro, de sorte que $s_M = (1 - l_M)/(1 + l_M)$ tend vers $+1$.

Il nous suffira de nous rappeler que,

si q est pair, $l_M = k_M$, $s_M = r_M$;

si q est impair, $l_M = 1/k_M$, $s_M = -r_M$.

Si nous considérons, pour un système de q couches donné, les valeurs successives de k (fig. 13), nous voyons qu'elles tendent alternativement vers 0 ou vers ∞ suivant qu'on est au voisinage d'un interface 0-1, 2-3, 4-5,... ou 1-2, 3-4,... ; en notant $k_{i,j}$ le rapport d'admittances k dans la couche de rang i au voisinage de la couche de rang j ($j = i \pm 1$) on aura, de même, intérêt à considérer

$$l_{i,j} = (k_{i,j})^{(-1)^{(i+j-1)/2}}$$

qui tend régulièrement vers zéro

et $$s_{i,j} = (-1)^{(i+j-1)/2}\, r_{i,j}.$$

La succession des valeurs de $l_{i,j}$ sera donnée par le tableau I.

Nous avons réduit les opérations successives à des homothéties sur les $l_{i,j}$; en outre on a

$$I_{i,i-1} = I_{i,i+1} = I_i = \frac{n_V}{n_H}\left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{i-1}, \qquad s_{i,i-1} = s_{i,i+1} = s_i .$$

TABLEAU I

$I_{0,1}$	$I_{1,0}$	$I_{1,2}$	$I_{2,1}$	$I_{2,3}$	$I_{3,2}$
1	$\frac{n_V}{n_H}$	$\frac{n_V}{n_H}$	$\frac{n_V\, n_B}{n_H^2}$	$\frac{n_V\, n_B}{n_H^2}$	$\frac{n_V\, n_B^2}{n_H^3}$ ...
verre	couche 1		couche 2		couche 3
n_V	n_H		n_B		n_H

*3. **Application aux miroirs et au Fabry-Perot à couches rigoureusement** $\lambda/4$, **non absorbantes.*** — Les types de Fabry-Perot les plus fréquemment utilisés sont (fig. 14) :

(I) Fabry-Perot à lame d'air,
verre-HBHB... HBH-air-HBH... BHBH-verre ;
(II) filtre interférentiel à couche médiane de cryolithe,
verre-HBHB... HBH-2pB-HBH... BHBH-verre ;
(III) filtre interférentiel à couche médiane de sulfure de zinc,
verre-HBHB...HB-2pH-BH... BHBH-verre ;

où H symbolise une couche $\lambda/4$ de haut indice (ZnS) et B une couche $\lambda/4$ de bas indice (cryolithe).

En fait, les types (II) et (III) sont obtenus par collage d'une lame de verre protectrice sur l'ensemble obtenu par évaporation : verre-miroir-séparateur-miroir-air ; il faudrait en toute rigueur les écrire verre-miroir-séparateur-miroir-colle.

Dans la mesure où l'on choisit toujours une colle de même indice que le verre, celle-ci est rigoureusement équivalente au verre, de notre point de vue.

L'opération de collage étant délicate, on laisse parfois ces filtres sous la forme

(II') verre-HBHB...HBH-2pB-HBH...BHBH-air,
(III') verre-HBHB...HB-2pH-BH...BHBH-air.

Dans ces différents cas, les pouvoirs réflecteurs r_M des « miroirs » se déduisent des valeurs de I_M :

$$\text{(I)} \quad I_M = \frac{n_V}{n_H}\,\frac{n_A}{n_H}\left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{q-1} = \frac{n_V\, n_A}{n_B^2}\left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{q+1} \simeq \left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{q+1},$$

$$\text{(II)} \quad I_M = \frac{n_V}{n_H}\,\frac{n_B}{n_H}\left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{q-1} = \frac{n_V}{n_B}\left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{q+1},$$

$$\text{(III)} \quad I_M = \frac{n_V}{n_H}\,\frac{n_B}{n_H}\left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{q-1} = \frac{n_V}{n_B}\left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{q+1}.$$

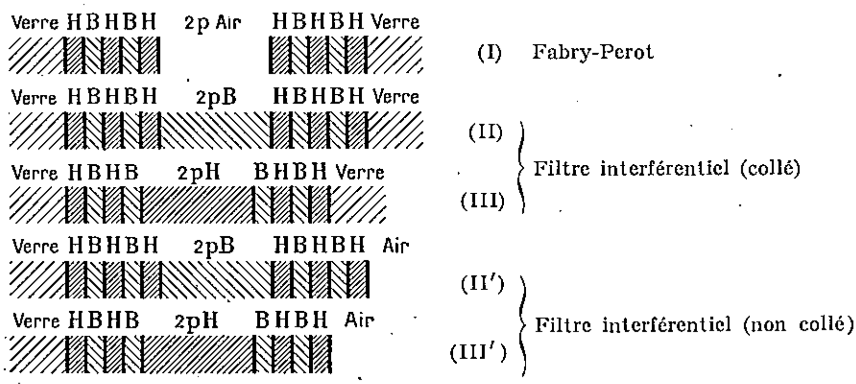

FIG. 14. — Types principaux de Fabry-Perot.

On peut donc mettre I_M sous la forme, valable pour les cas (II) et (III),

$$\boxed{I_M = \frac{n_V}{n_B}\left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{q+1}} ;$$

on passera au cas (I) en remplaçant le milieu médian de bas indice [cas (II)] par l'air, donc en multipliant I_M par n_A/n_B.

De même on passerait des cas (II) ou (III) à (II') ou (III') en remplaçant pour un des deux miroirs n_V par n_A.

Si nous revenons au pouvoir réflecteur, à la finesse et au contraste, nous aurons

$$R_M = \left(\frac{1 - I_M}{1 + I_M}\right)^2, \quad 1 - R_M = \frac{4\, I_M}{(1 + I_M)^2} \simeq 4\, I_M ,$$

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R_M}}{1 - R_M} = \frac{\pi(1 - I_M^2)}{4\, I_M} \simeq \frac{\pi}{4\, I_M},$$

$$\mathcal{C} = \left(\frac{1 + R_M}{1 - R_M}\right)^2 = \left(\frac{1 + I_M^2}{2\, I_M}\right)^2 \simeq \frac{1}{4\, I_M};$$

les relations approchées donnent sur $1 - R_M$ une erreur relative $\simeq 2\, I_M$; de même $\delta\mathcal{F}/\mathcal{F} \simeq I_M^2$ et $\delta\mathcal{C}/\mathcal{C} \simeq -2\, I_M^2$. Les deux dernières sont donc excellentes dès que $I_M < 0{,}1$ soit $R_M > 0{,}6$, $\mathcal{F} > 10$, $\mathcal{C} > 25$.

Etant donnée la simplicité des expressions de I_M, ces relations fourniront $1 - R$, $\mathcal{F}$, $\mathcal{C}$ avec une rapidité et une précision satisfaisantes, comparée à la méthode de récurrence.

La forme exponentielle de I_M montre aussi que nous aurons, en coordonnées semi-logarithmiques, des courbes représentatives de log $(1 - R)$, log $\mathcal{F}$, log $\mathcal{C}$ linéaires en fonction de q.

Cette approximation a déjà été signalée [28] de façon moins directe.

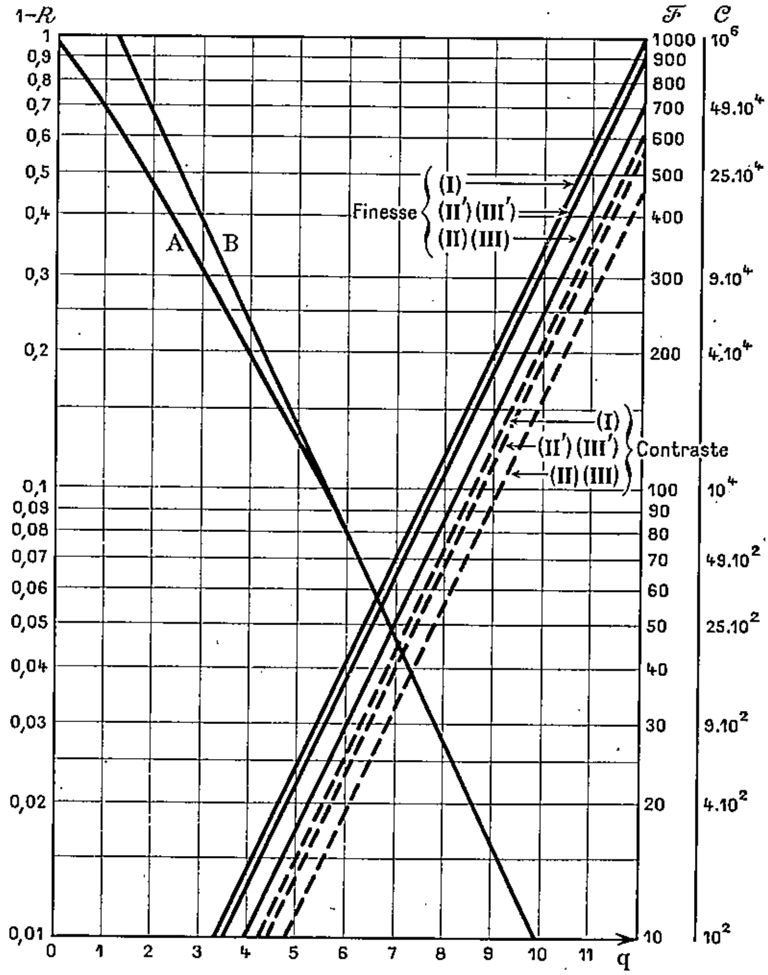

FIG. 15. — Abaque donnant la finesse et le contraste pour les différents types de Fabry-Perot ($n_V = 1{,}52$, $n_A = 1$, $n_H = 2{,}3$, $n_B = 1{,}35$).

La figure 15 est un abaque donnant, en fonction du nombre de couches, les finesses et les contrastes dans les cas (I), (II), (III), (II′) et (III′). Pour établir ces courbes, on a admis $n_V = 1{,}52$, $n_A = 1$, $n_H = 2{,}3$, $n_B = 1{,}35$.

Les courbes A et B donnent respectivement les valeurs rigoureuses et les valeurs approchées de $1 - R_M$ dans le seul cas (I) du Fabry-Perot à lame d'air, où R_M est effectivement mesurable.

Dans les cas (II′) et (III′), on doit prendre $R = \sqrt{R_1 R_2}$; on calcule alors, avec la même approximation que précédemment, que $\mathcal{F} \simeq \pi/2(I_1 + I_2)$. On passe donc des cas (II) et (III) aux cas (II′) et (III′) en remplaçant, dans le calcul de I_M, n_V par $(n_A + n_V)/2$; la courbe représentative est encore une droite, parallèle aux précédentes.

Le calcul précédent montre en outre quelques relations utiles :

$$\frac{\mathcal{T}_{q+2}}{\mathcal{T}_q} \simeq \left(\frac{n_H}{n_B}\right)^2, \qquad \frac{\mathcal{C}_{q+2}}{\mathcal{C}_q} \simeq \left(\frac{n_H}{n_B}\right)^4$$

et, dans le cas des filtres interférentiels où la couche médiane peut être soit de haut indice, soit de bas indice,

$$\frac{\mathcal{T}_{q+1}}{\mathcal{T}_q} \simeq \frac{n_H}{n_B}, \qquad \frac{\mathcal{C}_{q+1}}{\mathcal{C}_q} \simeq \left(\frac{n_H}{n_B}\right)^2.$$

Dans le cas particulier $n_H = 2{,}3$, $n_B = 1{,}35$, ces relations deviennent

$$\frac{\mathcal{T}_{q+2}}{\mathcal{T}_q} \simeq 2{,}9\ , \quad \frac{\mathcal{C}_{q+2}}{\mathcal{C}_q} \simeq 8{,}4\ , \quad \frac{\mathcal{T}_{q+1}}{\mathcal{T}_q} \simeq 1{,}7\ , \quad \frac{\mathcal{C}_{q+1}}{\mathcal{C}_q} \simeq 2{,}9\ .$$

Les éléments de ce calcul nous fournissent des résultats simples dans le cas des couches rigoureusement $\lambda/4$; ils vont nous permettre de traiter le cas des défauts élémentaires.

2. **Couches d'épaisseur légèrement différente de** $\lambda/4$. — Les épaisseurs n'interviennent que par l'intermédiaire des $\varphi_i = 4\pi n_i e_i/\lambda = \pi + \eta_i$; nous prendrons comme variables les η_i ; nous conserverons les mêmes définitions de I et s ; nous noterons r_M le facteur de réflexion de l'ensemble lorsque les couches sont rigoureusement $\lambda/4$ ($\eta_i = 0$) et r_M^1 ce même facteur dans le cas général ($\eta_i \neq 0$). De même pour les autres paramètres : $I_i \to I_i^1$, $s_i \to s_i^1$.

r_M^1 se développe en série :

$$r_M^1 = r_M + \sum_i \eta_i \frac{\partial}{\partial \eta_i} r_M^1(0) + \frac{1}{2}\left(\sum_i \eta_i \frac{\partial}{\partial \eta_i}\right)^{(2)} r_M^1(0) + \ldots$$

On peut prévoir que le terme du premier ordre sera imaginaire pur ; en effet r_M^1 (ou s_M^1) est une fonction holomorphe de $s_{i,i+1}^1$ (défini au § IV.1.2). Une variation réelle de $s_{i,i+1}^1$ (variation de l'indice n_i de la couche de rang i sans variation de φ_i qui reste égal à π) entraîne une variation réelle de s_M^1 et r_M^1. Une variation imaginaire pure de $s_{i,i+1}^1$ (variation de φ_i sans variation de n_i) entraîne donc une variation du premier ordre de s_M^1 ou r_M^1 imaginaire pure.

*1. **Termes du premier ordre. Déphasage à la réflexion.*** — A. CAS GÉNÉRAL. — Il nous sera plus commode de raisonner sur la fonction

$$z = \operatorname{Log}\frac{r_M^1}{r_M} = \operatorname{Log}\frac{s_M^1}{s_M} \simeq \sum_i \frac{\partial}{\partial \eta_i} r_M^1(0)\,\eta_i,$$

ce qui revient à prendre systématiquement des dérivées logarithmiques.

Nous avons à calculer les dérivées *partielles* de z par rapport aux η_i. Pour le calcul, ceci suppose implicitement qu'on pourra considérer tous les autres η_k égaux à 0.

D'après le mode de calcul exposé aux paragraphes IV.1.*1* et IV.1.*2*, toutes les homothéties à opérer sur les $I_{j,k}$ restent inchangées ; on aura donc

$$I^1_M / I^1_i = I_M / I_i = H \, ;$$

toutes les rotations à opérer sur les $s_{j,k}$ restent nulles, sauf pour passer de $s_{i,i-1}$ à $s^1_{i,i+1}$,

$$s^1_{i,i+1} = s_{i,i-1}\, e^{-i\eta_i} = s^1_i = s_i\, e^{-i\eta_i} \, ;$$

on a donc

$$s^1_M = \frac{1 - I^1_M}{1 + I^1_M} = \frac{1 - H\, I^1_i}{1 + H\, I^1_i}, \qquad I^1_i = \frac{1 - s^1_i}{1 + s^1_i} = \frac{1 - s_i\, e^{-i\eta_i}}{1 + s\, e^{-i\eta_i}} \, ;$$

on a à calculer, pour $\eta_i = 0$,

$$\frac{\partial z}{\partial \eta_i} = \frac{\partial z}{\partial I^1_i} \frac{\partial I^1_i}{\partial \eta_i},$$

$$\frac{\partial z}{\partial I^1_i} = -\frac{H}{1 - H\, I^1_i} - \frac{H}{1 + H\, I^1_i} = -\frac{2H}{1 - (H\, I^1_i)^2} = -\frac{2\, I^1_M}{1 - (I^1_M)^2} \frac{1}{I^1_i},$$

$$\frac{\partial I^1_i}{\partial \eta_i} = \frac{2\, i\, s_i\, e^{-i\eta_i}}{(1 + s_i\, e^{-i\eta_i})^2} = \frac{i}{2}\left[1 - (I^1_i)^2\right],$$

d'où

$$\frac{\partial}{\partial \eta_i} z(0) = -i \frac{I_M}{1 - I^2_M} \frac{1 - I^2_i}{I_i} = -i \frac{I_M}{I_i} \frac{1 - I^2_i}{1 - I^2_M}.$$

Si nous nous reportons à la définition de z, nous voyons que $r^1_M = r_M \exp z$; la partie imaginaire de z représente donc la variation du déphasage ρ à la réflexion

$$\delta\rho \simeq -\sum_i \eta_i \frac{I_M}{1 - I^2_M} \frac{1 - I^2_i}{I_i} = \sum_i \delta\rho_i \, ;$$

or I_i et surtout I_M sont petits devant l'unité ; on a donc

$$d\rho_i \simeq -\frac{I_M}{I_i} \eta_i \, .$$

Dans le cas (I), on a

$$I_M = \frac{n_V\, n_A}{n^2_B} \left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{q+1}, \quad I_i = \frac{n_V}{n_B} \left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{i}, \quad \frac{I_M}{I_i} = \frac{n_A}{n_B} \left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{q-i+1} ;$$

dans les cas (II) et (III), on aurait $I_M / I_i = (n_B / n_H)^{q-i+1}$.

De ce paragraphe, on peut tirer les conclusions suivantes :

a) *Les défauts d'épaisseur* δe_i *des différentes couches se traduisent, au second ordre près, par une variation* $\delta\rho$ *du déphasage* ρ *à la réflexion.*

b) *La variation* $\delta\rho$ *est la somme des variations* $\delta\rho_i$ *dues à chacune des couches.*

c) *Pour une même valeur de* $\eta_i = 4\pi n_i\, \delta e_i$, *la variation* $\delta\rho_i$ *de* ρ *croît avec le rang* i (*compté à partir du « verre »*) *de la couche considérée.*

d) *Pour une même valeur de* η_i, *la variation* $\delta\rho_i$ *de* ρ *reste sensiblement constante, pour un nombre total de couches* q *quelconque, si le rang* q — i *de la couche*, compté à partir de l' « air », *reste constant.*

Les variations du déphasage à la réflexion interviennent dans diverses applications : détermination de la position et de la largeur de bande passante des filtres interférentiels [28], métrologie.

En ce qui nous concerne, ces termes du premier ordre ne modifient ni la finesse ni la transparence du Fabry-Perot. Toutefois, les calculs précédents nous serviront pour le calcul de l'absorption et de la diffusion ; il en est de même de l'application qui va suivre.

B. Cas d'un changement de longueur d'onde. — La dispersion des indices étant toujours négligeable, on a $\delta\varphi_i/\varphi_i \simeq -\delta\lambda/\lambda$, $\eta_i \simeq -\pi\,\delta\lambda/\lambda \simeq \eta$ indépendants du rang i.

$$\delta\rho_i \simeq -\eta\,\frac{I_M}{I_i}\,\frac{1-I_M^2}{1-I_i^2} \simeq -\eta\,\frac{I_M}{I_i} \quad , \quad \delta\rho \simeq -\eta\,\frac{I_M}{1-I_M^2}\sum_i\left(\frac{1}{I_i}-I_i\right).$$

Les I_i étant en progression géométrique, la somme peut se calculer facilement.

Quand le nombre q de couches croît indéfiniment, $1-I_M^2$ tend vers 1 et $\sum_i I_i$ devient négligeable devant $\sum_i 1/I_i$; donc $\delta\rho$ tend vers $-\eta\sum_i I_M/I_i$, ce qui donne comme limite (toujours avec $n_A = 1$, $n_V = 1{,}52$, $n_H = 2{,}3$, $n_B = 1{,}35$) :

dans le cas (I) (Fabry-Perot à lame d'air),

$$\frac{I_M}{I_i} = \left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{q-i+1}\frac{n_A}{n_B} \quad , \quad \delta\rho_\infty \simeq -\eta\,\frac{n_A}{n_H-n_B} = -1{,}05\,\eta\ ;$$

dans les cas (II) et (III) (filtres interférentiels),

$$\frac{I_M}{I_i} = \left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{q-i+1} \quad , \quad \delta\rho_\infty = -\eta\,\frac{n_B}{n_H-n_H} = -1{,}42\,\eta.$$

Il nous sera également utile de connaître la limite du déphasage $\delta\rho'$ « côté verre » : on l'obtient en permutant les rôles de n_A et n_V ;

$$\delta\rho'_\infty = -\eta\,\frac{n_V}{n_H-n_B} = -1{,}6\,\eta \qquad [\text{cas (I)}].$$

On peut se convaincre de la convergence rapide des valeurs de $\delta\rho/\eta$ en faisant le calcul complet ; il donne, dans le cas (I), toujours avec les mêmes valeurs des indices :

q =	3	5	7	9	11	... ∞
$-\delta\rho/\eta \simeq$	0,62	0,93	1,01	1,037	1,044	... 1,052

on pourra admettre, pour q $\geqslant$ 5, que cette limite est effectivement atteinte.

Nous retrouvons bien les valeurs de $\delta\rho/\eta$ calculées par Dufour [28] par un procédé moins direct ; la légère différence des valeurs numériques vient de la valeur $n_B = 1{,}35$, alors que Dufour admet $n_B = 1{,}38$.

2. ***Termes du second ordre. Finesse.*** — Nous venons de voir que les termes de premier ordre dans le développement de r^1_M sont imaginaires : $|r^1_M|$ est une fonction stationnaire des différentes épaisseurs e_i. Si nous voulons calculer les variations de $|r^1_M|$, nous devons donc pousser le développement jusqu'au second ordre ; nous verrons que les termes du second ordre sont réels ; ils donnent bien la partie principale de la variation.

Nous admettrons que les couches sont dépourvues d'absorption. Nous considérerons toujours la fonction auxiliaire $z = \text{Log}\,(r^1_M/r_M)$, $r^1_M = r_M \exp z$, $|r^1_M| \simeq |r_M|\,(1 + \mathcal{R}z)$, d'où l'on déduira, pour $|r_M| \simeq 1$,

$\dfrac{\delta\mathcal{F}}{\mathcal{F}} \simeq \dfrac{\delta R}{1-R} \simeq \dfrac{2\,\delta|r|}{4\,I_M} \simeq \dfrac{1}{2\,I_M}\,\mathcal{R}z$, $\mathcal{R}z$ désignant la partie réelle de z.

Nous devons calculer les termes du second ordre du développement de z, soit

$$\frac{1}{2}\left(\sum_i \eta_i \frac{\partial}{\partial\eta_i}\right)^{(2)} z(0),$$

où n'interviennent que les dérivées partielles secondes $\partial^2 z/\partial\eta_i\,\partial\eta_k$. Nous pourrons admettre pour le calcul de ces dérivées que $\eta_j = 0$, sauf pour $j = i$ et $j = k$; nous supposerons $i \geqslant k$.

On a encore pour passer de I^1_i à I^1_M, une succession de rotations nulles et d'homothéties inchangées donc

$$\frac{I^1_M}{I^1_i} = \frac{I_M}{I_i} = H = \text{Cte},$$

$$\frac{\partial z}{\partial\eta_i} = -\,i\,\frac{I^1_M}{I^1_i}\,\frac{1-(I^1_i)^2}{1-(I^1_M)^2} = -\,i\,H\,\frac{1-(I^1_i)^2}{1-(H\,I^1_i)^2},$$

$$\frac{\partial^2 z}{\partial\eta_i\,\partial\eta_k} = \frac{\partial}{\partial I^1_i}\left(\frac{\partial z}{\partial\eta_i}\right)\frac{\partial I^1_i}{\partial\eta_k},$$

avec

$$\frac{1}{I^1_i}\,\frac{\partial I^1_i}{\partial\eta_k} = \frac{1}{I^1_M}\,\frac{\partial I^1_M}{\partial\eta_k} = \frac{i}{2}\,\frac{1-(I^1_k)^2}{I^1_k}$$

et

$$\frac{\partial}{\partial I^1_i}\left(\frac{\partial z}{\partial\eta_i}\right) = -\,2\,i\,H\,I^1_i\,\frac{H^2-1}{\left[1-(I^1_M)^2\right]^2},$$

$$\frac{\partial^2}{\partial\eta_i\,\partial\eta_k}\,z(0) = -\,\frac{I_M}{(1-I^2_M)^2}\,\frac{I_i}{I_k}\left[1-\left(\frac{I_M}{I_i}\right)^2\right]\left[1-I^2_k\right]$$

qui est réel ; les termes du second ordre nous donnent bien la partie principale de la variation de $| r^1_M |$ et par conséquent de $\mathcal{F}$ (4).

Nous avons dû, au cours du calcul, supposer $i \geqslant k$; la dérivée $\partial^2 z/\partial\eta_k\,\partial\eta_i$ ne se déduit pas de la précédente par simple permutation des indices, elle garde au contraire la même valeur. Ceci nous interdira, sous le signe $\sum\limits_i \sum\limits_k$, de grouper les termes d'indice i et d'indice k.

Si nous admettons que I_M^2 est négligeable devant I_i^2 et I_k^2 négligeable devant 1, on a

$$\frac{\partial^2}{\partial\eta_i\,\partial\eta_k}\,z(0) \simeq -I_M\,\frac{I_i}{I_k} \qquad (\text{avec } i \geqslant k).$$

On a vu précédemment que

$$\frac{I_i}{I_k} = \left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{i-k},$$

$$\frac{1}{2}\left(\sum_i \eta_i \frac{\partial}{\partial\eta_i}\right)^{(2)} z(0) \simeq -\frac{I_M}{2}\sum_i\sum_k \left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{|i-k|} \eta_i\,\eta_k\,,$$

$$\frac{\delta\mathcal{F}}{\mathcal{F}} \simeq -\frac{1}{4}\sum_i\sum_k \left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{|i-k|} \eta_i\,\eta_k\,.$$

D'où les conclusions valables pour un Fabry-Perot à miroirs multidiélectriques non absorbants, pour une longueur d'onde fixée à l'avance :

a) *Les défauts d'épaisseur font toujours décroître la finesse.*

b) *Un défaut d'épaisseur sur une seule couche entraîne une perte relative de finesse indépendante du rang de la couche et du nombre total de couches.*

c) *Des défauts d'épaisseur de signe contraire sur deux couches différentes entraînent une perte relative de finesse d'autant plus grande que les couches sont plus éloignées. Deux défauts d'épaisseur de même signe entraîneraient inversement une perte de finesse d'autant plus grande que les couches sont plus rapprochées.*

Deux cas particuliers de répartition des valeurs des η_i méritent une étude spéciale.

A. Courbure au sommet de la courbe $\mathcal{F}(1/\lambda)$. — Lorsque la longueur d'onde λ de la lumière utilisée est différente de λ_0, toutes les épaisseurs optiques deviennent différentes de $\lambda/4$, avec

$$\eta_i = \eta_k = \eta = \pi\,\frac{\delta\sigma}{\sigma} \simeq -\pi\,\frac{\delta\lambda}{\lambda} \qquad \left(\sigma = \frac{1}{\lambda}\right).$$

Comme λ n'intervient que par l'intermédiaire de

$$\varphi = \frac{4\pi ne\cos\alpha}{\lambda} = 4\pi ne\sigma\cos\alpha\,,$$

(4) Mr G. Nomarski a attiré mon attention sur le fait que cette expression doit garder la même valeur « côté air » et « côté verre » ; on passe de l'une à l'autre en remplaçant I_i par I_M/I_k et I_k par I_M/I_i, ce qui redonne bien la même expression.

il y a intérêt à étudier directement la courbe $\mathcal{F}(\sigma)$; $\sigma_0\eta/\pi$ est alors l'abscisse, comptée à partir du maximum. En prenant la valeur approchée

$$\frac{\delta\mathcal{F}}{\mathcal{F}} \simeq -\frac{1}{4}\sum_i\sum_k\left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{|i-k|}\eta^2 = -\frac{\eta^2}{4}\sum_i\sum_k\left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{|i-k|},$$

le calcul se réduit à celui de la somme double soit, pour q couches,

$$\sum_i\sum_k\left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{|i-k|} = q + 2\left[(q-1)\frac{n_B}{n_H} + (q-2)\left(\frac{n_B}{n_H}\right)^2 + \dots + \left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{q-1}\right]$$

$$= q\,\frac{n_H + n_B}{n_H - n_B} - \frac{2\,n_H\,n_B}{(n_H - n_B)^2},$$

soit, avec les valeurs numériques $n_H = 2{,}3$, $n_B = 1{,}35$,

$$\frac{\delta\mathcal{F}}{\mathcal{F}} \simeq -(0{,}96\,q - 1{,}72)\,\eta^2.$$

Pour comparer entre elles les courbes $\mathcal{F}(\sigma)$ correspondant aux différentes finesses maxima $\mathcal{F}_0$, il est commode de les ramener à une même ordonnée, c'est-à-dire de considérer les courbes réduites $\mathcal{F}(\sigma)/\mathcal{F}_0$. Même avec cette représentation, *la courbure au sommet de la courbe* $\mathcal{F}(1/\lambda)/\mathcal{F}_0$ *augmente avec le nombre* q *de couches et est sensiblement proportionnelle à* q.

A titre d'exemple, on peut calculer les valeurs de η pour lesquelles $\delta\mathcal{F}/\mathcal{F}$ reste inférieur à g, constante arbitraire donnée nettement inférieure à 1. On prendra par exemple $g = 0{,}1$, $q = 7$; $\delta\mathcal{F}/\mathcal{F} < g$ entraîne $\eta^2 < g/(0{,}96\,q - 1{,}72)$ qui donne $\eta^2 < 0{,}002$, $|\eta| < 0{,}14$, ce qui correspond à $|\delta\lambda|/\lambda_0 < 0{,}05$ soit, au voisinage de $\lambda = 0{,}5\,\mu$, $|\delta\lambda| < 250$ Å.

On voit que le domaine à l'intérieur duquel la finesse garde une valeur acceptable reste assez grand. L'expérience confirme quantitativement le calcul précédent.

B. Cas des erreurs dues au contrôle pendant l'évaporation. — On peut difficilement admettre, sur 9, 7 ou même 5 couches, qu'on peut traiter l'ensemble des η_i par une méthode probabiliste.

Mais, sur un grand nombre de tentatives pour réaliser les miroirs d'un Fabry-Perot, on pourra définir une erreur quadratique moyenne $\sqrt{\overline{\eta_i^2}}$ sur l'épaisseur de la couche de rang i et une erreur moyenne $\overline{\delta\mathcal{F}/\mathcal{F}}$ sur la finesse.

L'erreur $\delta\mathcal{F}/\mathcal{F}$ se présente sous la forme

$$-\frac{1}{4}\sum_i\sum_k\left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{|i-k|}\eta_i\,\eta_k,$$

où nous supposerons que les diverses erreurs η_i, η_k ont une même moyenne quadratique $\eta = \sqrt{\overline{\eta_i^2}} = \sqrt{\overline{\eta_k^2}}$ et une moyenne algébrique nulle.

L'erreur moyenne sur $\mathcal{F}$

$$\overline{\delta\mathcal{F}/\mathcal{F}} = -\frac{1}{4}\,\overline{\sum_i\sum_k\left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{|i-k|}\eta_i\,\eta_k}$$

se réduit à $\delta\mathcal{F}/\mathcal{F} = -\dfrac{q}{4}\,\eta^2$, les termes rectangles étant en moyenne nuls sur un grand nombre d'épreuves, d'où il résulte que la *perte moyenne de finesse croît comme le nombre de couches.*

Pour avoir, avec 7 couches, une perte moyenne de finesse de 10 %, il suffira d'avoir $|\eta^2| \simeq 0{,}05$, $|\eta/\pi| \simeq 7\,\%$; une erreur quadratique moyenne de 7 %, prise en valeur relative, sur l'épaisseur de chaque couche, entraîne donc déjà une perte relative de finesse de l'ordre de 10 % en moyenne.

Ceci nous montre pourquoi les méthodes de contrôle simples donnent des résultats acceptables : si nous nous limitons à 5, 7 et même 9 couches et si nous nous contentons de mesurer le *pouvoir réflecteur*, même avec une très bonne précision, des erreurs importantes sur les épaisseurs des couches n'entraîneront pas de variation appréciable de ce dernier.

Si nous voulons, comme c'est notre cas, atteindre des finesses élevées, la mise èn œuvre de moyens de contrôle puissants se justifie.

3. **Couches absorbantes.** — *1.* ***Pouvoir réflecteur d'un miroir.*** — Pour évaluer l'influence d'une certaine absorption, $n_i = \nu_i - i\,\varkappa_i = \nu_i\,(1 - i\,k_i)$, où nous supposerons toujours $k_i \ll 1$, le calcul général est inabordable.

Le calcul différentiel par contre est simplifié si l'on remarque que r est une fonction holomorphe des indices n_i. On a donc

$$\frac{\mathrm{d}r}{r} = \frac{1}{r}\sum_i \frac{\partial r}{\partial n_i}(0)\,\mathrm{d}n_i,$$

où $\dfrac{\partial r}{\partial n_i}(0)$ est bien défini, pour un ensemble de couches donné, et où $\mathrm{d}n_i$ peut être complexe.

Le cas où $\mathrm{d}n_i$ est réel se calcule aisément. On en déduira $\mathrm{d}|r|$ pour une variation imaginaire de l'indice.

Nous séparerons $\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial r}{\partial n_i}(0)$ en sa partie réelle et sa partie imaginaire ; pour $\mathrm{d}n_i$ réel, c'est la partie réelle de $\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial r}{\partial n_i}(0)$ qui donnera $\mathrm{d}|r|$; pour $\mathrm{d}n_i$ imaginaire, c'est la partie imaginaire de $\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial r}{\partial n_i}(0)$, et elle seule, qui donnera $\mathrm{d}|r|$. Nous nous limiterons donc au calcul de la partie imaginaire de $\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial r}{\partial n_i}(0)$.

On peut considérer s_M comme une fonction des n_i et des φ_i et écrire

$$\frac{1}{s_M}\,\mathrm{d}s_M = \frac{1}{s_M}\frac{\partial s_M}{\partial n_i}(0) + \frac{1}{s_M}\frac{\partial s_M}{\partial \varphi_i}(0)\,\mathrm{d}\varphi_i$$

avec, par ailleurs,

$$\frac{\partial s_M}{\partial \varphi_i}(0)\,\mathrm{d}\varphi_i = \frac{\partial s_M}{\partial \varphi_i}(0)\,\frac{\partial \varphi_i}{\partial n_i}(0)\,\mathrm{d}n_i.$$

Nous avons vu (§ IV.2.*1*) que $\frac{\partial s_M}{\partial \varphi_i}(0)$ est imaginaire pur, s_M et $\frac{\partial \varphi_i}{\partial n_i}(0)$ étant réels ; d'autre part s_M reste réel si on fait varier n_i *sans faire varier* φ_i qui reste égal à π ; $\frac{\partial s_M}{\partial n_i}(0)$ est donc réel.

La partie réelle de $\mathrm{d}r$ pour des $\mathrm{d}n_i$ imaginaires purs provient donc uniquement des termes

$$\frac{\partial s_M}{\partial \varphi_i}(0) \cdot \frac{\partial \varphi_i}{\partial n_i}(0)\, \mathrm{d}n_i \; . \; .$$

Le terme $\frac{1}{s_M}\frac{\partial s_M}{\partial \varphi_i}(0)$ n'est autre que $\frac{\partial z}{\partial n_i}(0)$ calculé au paragraphe IV.2.*1* et

$$\frac{\partial \varphi_i}{\partial n_i}(0)\, \mathrm{d}n_i = \frac{4\,\pi\, e_i}{\lambda}\, \mathrm{d}n_i = \pi\, \frac{\mathrm{d}n_i}{n_i} \simeq -\, \mathrm{i}\, \pi\, k_i,$$

d'où

$$\frac{\delta R_M}{R_M} \simeq 2\, \frac{\delta\,|\, r_M \,|}{|\, r_M \,|} = 2\, \frac{\delta\,|\, s_M \,|}{|\, s_M \,|} \simeq -\, 2\,\pi \sum_i \frac{I_M}{1 - I_M^2}\; \frac{1 - I_i^2}{I_i}\; k_i$$

$$\simeq -\, 2\,\pi \sum_i \frac{I_M}{I_i}\; k_i \simeq -\, 2\,\pi \sum_i \left(\frac{n_B}{n_H}\right)^{q-i+1} k_i$$

Il résulte de ceci que

a) *l'absorption diminue toujours le pouvoir réflecteur des miroirs à couches multidiélectriques,*

b) *l'absorption intervient surtout dans les couches de rang élevé (compté à partir du « verre »).*

Nous savons que $\sum_i \frac{I_M}{1 - I_M^2}\; \frac{1 - I_i^2}{I_i}$ tend rapidement vers une limite calculée au paragraphe IV.2.*1*. Si k_i est le même pour toutes les couches, $\delta\, R_M / R_M$ tend rapidement vers une limite quand le nombre q de couches croît. Cette conclusion reste valable si on peut attribuer un facteur d'absorption commun k_H à toutes les couches de sulfure de zinc et un facteur différent k_B, commun à toutes les couches de cryolithe. La limite devient alors

$$\frac{\delta R_M}{R_M} = -\, 2\,\pi\, \frac{n_A}{n_H - n_B}\; \frac{k_H\, n_H + k_B\, n_B}{n_H + n_B} \; ;$$

si l'on définit un « indice moyen » des couches

$$n = \nu(1 - \mathrm{i}\, k) = \frac{\nu_H + \nu_B}{2} - \frac{\varkappa_H + \varkappa_B}{2} \, ,$$

avec $\varkappa_H \simeq k_H\, n_H$, $\varkappa_B \simeq k_B\, n_B$,

on voit que le facteur d'absorption moyen k n'est autre que

$$(k_B\, n_B + k_H\, n_H)/(n_B + n_H),$$

d'où
$$\frac{\delta R_M}{R} = -2\pi \frac{n_A}{n_H - n_B} k.$$

On pourra admettre, comme pour le déphasage à la réflexion (§ IV.2.*1*.B), que cette limite est atteinte dès que le nombre de couches est au moins égal à 5.

Lorsque le nombre de couches croît, nous savons que R_M tend rapidement vers 1; la perte δR_M de pouvoir réflecteur tend donc rapidement vers une limite finie pour une valeur donnée de k ; on a un *pouvoir réflecteur limite* et une *finesse limite* pour un nombre infini de couches. Nous verrons que cette finesse limite s'introduit tout naturellement quand on étudie l'absorption globale A_M d'un miroir.

2. ***Transmission d'un miroir.*** — Ces résultats ne nous permettent pas encore de calculer l'absorption globale, puisque nous n'avons aucun renseignement sur la transmission.

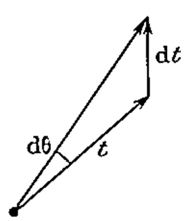

FIG. 16.

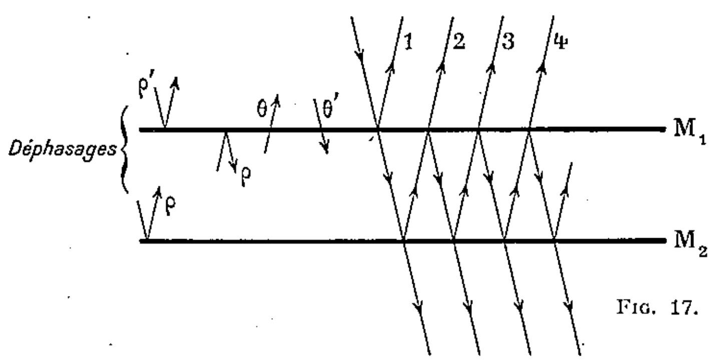

FIG. 17.

Si nous reprenons pour celle-ci le même raisonnement que pour R_M, nous voyons qu'il nous faut calculer la partie imaginaire de dt_M/t_M pour un dn_i réel. Cette partie imaginaire $\mathcal{J}$ n'est autre (fig. 16) que la variation $d\theta$ de l'argument θ de t ; ceci nous montre que nous devions, dans le calcul de dr/r trouver la variation $d\rho$ de l'argument ρ de r, pour un dn_i réel.

Nous utiliserons une relation entre les phases, susceptible de diverses démonstrations [29] dont la suivante, due à F. Dow Smith [30], n'a malheureusement pas été publiée, à notre connaissance.

Soit un interféromètre de Fabry-Perot, symétrique (fig. 17), non absorbant ; ρ, θ sont les déphasages par réflexion et par transmission sur les miroirs « côté air », ρ', θ' les mêmes déphasages « côté verre ». On sait que $\theta = \theta'$. Si l'épaisseur du Fabry-Perot est telle que l'on ait maximum de transmission, ce maximum est égal à 1 et la réflexion doit être nulle. Les rayons 2, 3,... sont en phase ; le rayon 1 doit donc être en opposition de phase avec 2, 3,..., d'où

$$\theta + (\varphi + 2\rho) - \rho + \theta = \rho' + (2k' + 1)\pi,$$

avec $$\varphi + 2\rho = 2k''\pi\ , \quad 2\theta = \rho + \rho' + (2k + 1)\pi.$$

Il en résulte $$2\,d\theta = d\rho + d\rho',$$

$$2\,\mathcal{I}\left(\frac{\mathrm{d}t}{t}\right) = \mathcal{I}\left(\frac{\mathrm{d}r}{r}\right) + \mathcal{I}\left(\frac{\mathrm{d}r'}{r'}\right)$$

dans le cas d'un $\mathrm{d}n_i$ réel.

Dans le cas d'un $\mathrm{d}n_i$ imaginaire pur, on aura

$$2\left|\frac{\mathrm{d}t}{t}\right| = \left|\frac{\mathrm{d}r}{r}\right| + \left|\frac{\mathrm{d}r'}{r'}\right| \quad , \quad 2\,\frac{\mathrm{d}T}{T} = \frac{\mathrm{d}R}{R} + \frac{\mathrm{d}R'}{R'}\,.$$

Nous avons calculé précédemment $\delta R/R$; on calculerait de même $\delta R'/R'$, en intervertissant les rôles de n_A et n_V ; on trouverait de même que $\delta R'/R'$ ne diffère pas sensiblement de sa valeur limite $\delta R'/R' \simeq -2\,\pi k\, n_V/(n_H - n_B)$.

L'absorption diminue toujours la transmission.

Pour un nombre croissant de couches, $\delta T/T$ tend bien vers une limite, comme $\delta R/R$ et $\delta R'/R'$,

$$\frac{\delta T}{T} \simeq -\pi k\,\frac{n_A + n_V}{n_H - n_B}\,;$$

comme T_M tend vers zéro pour un nombre infini de couches, la perte δT_M de facteur de transmission tend aussi vers zéro.

3. ***Absorption d'ensemble du miroir.*** — Nous savons que δR_M tend rapidement vers une limite ; δT_M tend, plus rapidement encore, vers zéro. Nous commettrons une erreur négligeable en considérant que l'absorption A_M est constante,

$$A_M \simeq -\delta R_M \simeq 2\,\pi k\,\frac{n_A}{n_H - n_B} \simeq 2\,\pi k\,.$$

L'absorption des substances entraîne une absorption globale, pour un miroir sensiblement indépendante du nombre de couches (pour q $\geqslant 5$).

4. ***Transparence et finesse du Fabry-Perot idéal.*** — Un Fabry-Perot idéal comportant deux de ces miroirs aura donc une transparence

$$\mathcal{T} = \left(\frac{T_M}{1 - R_M}\right)^2 = \left(1 - \frac{A_M}{1 - R_M}\right)^2 = \left(1 - \frac{A\mathcal{F}}{\pi\sqrt{R}}\right)^2 \simeq \left(1 - \frac{\mathcal{F}}{\mathcal{F}_1}\right)^2,$$

avec

$$\mathcal{F}_1 \simeq \frac{\pi}{A} \simeq \frac{n_H - n_B}{2\,k\,n_A} \simeq \frac{1}{2\,k}\,.$$

$\mathcal{F}_1$ n'est autre que la *finesse limite* du paragraphe IV.3.*1*.

Pour localiser, sur la courbe $\mathcal{T}(\mathcal{F})$ correspondant à une absorption déterminée de chaque substance, les points relatifs aux diverses valeurs de q, il est commode de tracer les courbes $\mathcal{T}(\mathcal{F})$ pour q constant et k variable

$$\mathcal{T} = \left(\frac{T_M}{1 - R_M}\right)^2, \quad \frac{\mathcal{T}}{\mathcal{F}^2} = \frac{T_M^2}{\pi^2 R_M^2}\;;$$

pour les absorptions que nous aurons à considérer ($A \leqslant 5\,\%$) et pour un nombre q

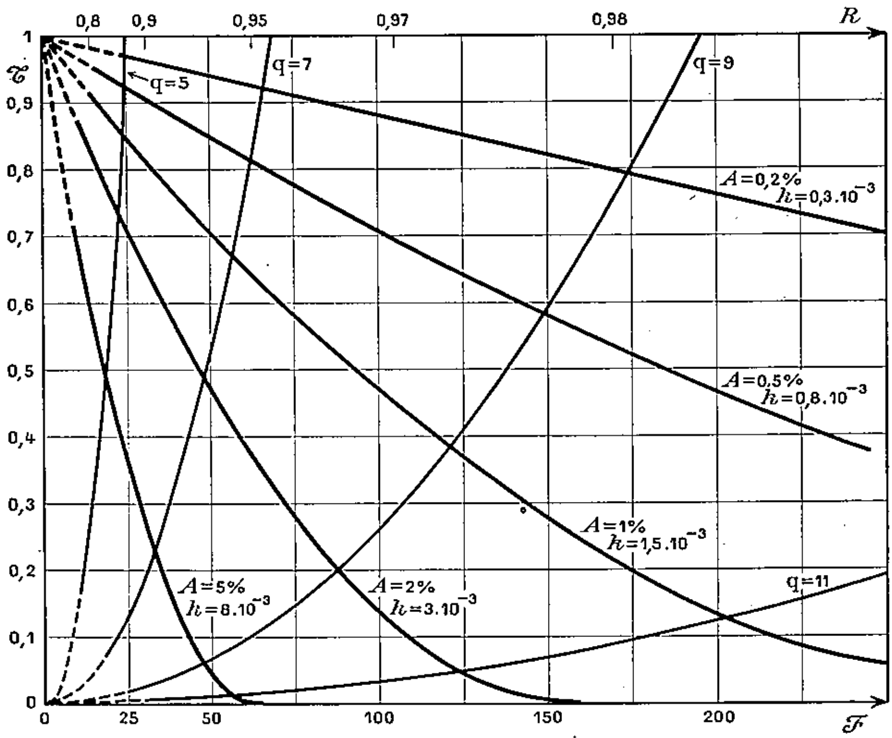

FIG. 18. — Courbes $\mathcal{T}$ ($\mathcal{F}$) à A et q constants dans le cas d'une absorption intrinsèque.

de couches donné, les variations $\delta T/T$ et $\delta R/R$ dues à l'absorption restent inférieures à 5 % ; on peut donc admettre que T_M^2/R_M reste constant lorsque k varie. Les courbes à k variable et q constant sont donc sensiblement les courbes $\mathcal{T}/\mathcal{F}^2 = \text{Cte}$, $\mathcal{T} = (\mathcal{F}/\mathcal{F}_0)^2$.

Dans la partie intéressante du diagramme $\mathcal{T}$, $\mathcal{F}$, les courbes $k = \text{Cte}$, $\text{q} = \text{Cte}$ sont des paraboles, faciles à mettre en place (fig. 18).

Remarque. — Nous avons calculé au paragraphe IV.2.*2* des termes du second ordre en η^2, dans le cas de l'absorption nulle. L'existence de l'absorption ne modifie pas sensiblement les pertes de finesse calculées dans ce paragraphe. En particulier, la courbure de la fonction $\mathcal{F}(\varphi)$ reste sensiblement la même. Réciproquement, la perte de finesse correspondant au calcul du paragraphe IV.2.*2*. C n'introduit que des termes négligeables dans le calcul de l'absorption ; les valeurs correspondantes de $\mathcal{T}$ et $\mathcal{F}$ devront rester groupées sur les courbes à A constant.

Si nous nous reportons à la figure 11, nous pouvons maintenant interpréter partiellement les résultats.

Les valeurs $\mathcal{T}(\mathcal{F})$ obtenues se groupent, pour une même longueur d'onde, autour des courbes $\text{q} = \text{Cte}$. La différence entre les différentes longueurs d'onde peut être attribuée à la variation des indices en fonction de λ. Quelques points fournissent des finesses plus faibles, sans pour cela correspondre à des absorptions plus fortes ; on peut voir là l'effet des termes du second ordre calculé au paragraphe IV.2.*2*.

Les absorptions sont en moyenne de l'ordre de 1,5 % avec une limite à 0,5 %.

Les écarts expérimentaux semblent plus grands pour les nombres élevés de couches.

Cet effet provient essentiellement de la représentation en coordonnées $\mathcal{T}$, $\mathcal{F}$; les écarts de $\mathcal{T}$ ou de $\mathcal{F}$ correspondant à un même écart sur les indices ou les absorptions, croissent rapidement avec $\mathcal{T}$ et $\mathcal{F}$.

Il nous faut encore pour éclaircir complètement ces résultats, introduire dans le calcul les valeurs mesurées des coefficients d'absorption.

V. Mesure des facteurs d'absorption

1. **Méthode de mesure.** — Nous avons vu que les absorptions A_M sont de l'ordre de 0,5 % ; ceci correspond à des facteurs d'absorption $k = A_M/2\pi$ de l'ordre de $0{,}8.10^{-3}$.

Divers auteurs ont mesuré l'absorption de couches minces de sulfure de zinc [31, 32] mais, à notre connaissance, aucune mesure précise n'a été faite sur la cryolithe. Ceci tient à la raison suivante : pour des facteurs d'absorption aussi faibles, l'absorption globale d'une couche ne devient appréciable que si son épaisseur est relativement grande ($10\lambda/4$ ou plus). Si les couches épaisses de sulfure de zinc sont assez stables, les couches épaisses de cryolithe se décollent du support dès la rentrée d'air dans la cloche d'évaporation, parfois même avant. D'autre part, même pour ZnS les absorptions globales mesurées restent faibles ; il est difficile d'en tirer une mesure précise du facteur d'absorption.

Nous avons utilisé une méthode qui permet de suivre l'absorption d'une couche unique pendant sa préparation. Le facteur d'absorption se déduit de l'observation des maxima et des minima successifs de transmission (ou de réflexion), lorsque la couche passe par des épaisseurs optiques sensiblement multiples de $\lambda/4$. Dans le cas d'une légère absorption, $|r|$ ou $|t|$ décrivent, en fonction de l'épaisseur des courbes sensiblement sinusoïdales amorties. L'étude de cet « amortissement » nous donnera une mesure du facteur d'absorption.

Mesurons par exemple la transmission T d'une telle couche pendant l'évaporation ; ses variations, en fonction de l'épaisseur déposée, sont données par la relation classique (fig. 19)

$$t = \frac{t_1 t_2 e^{-i\varphi/2}}{1 + r_1 r_2 e^{-i\varphi}} .$$

Posons

$$\varphi = \frac{4\pi e}{\lambda} \nu (1 - ik) = a - ib .$$

La courbe $|t(\varphi)|$ est tangente aux deux courbes

$$|t_-| = \frac{|t_1 t_2| e^{-ib/2}}{1 - |r_1 r_2| e^{-ib}} , \quad |t_+| = \frac{|t_1 t_2| e^{-ib/2}}{1 + |r_1 r_2| e^{-ib}} ,$$

* Voir le début de ce mémoire dans le numéro de juin 1956, p. 317 à 354.

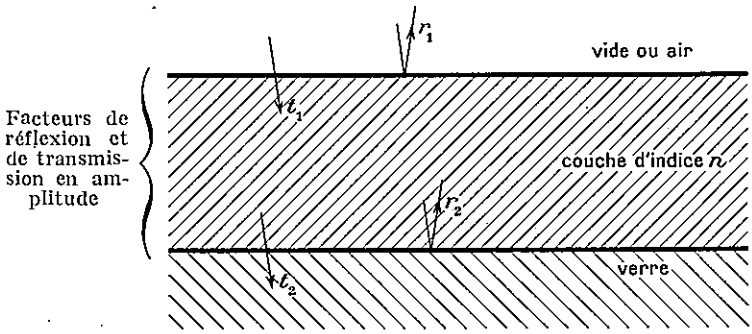

FIG. 10.

puisque

$$1 - |r_1 r_2| e^{-ib} \leqslant |1 - r_1 r_2 e^{-i\varphi}| \leqslant 1 + |r_1 r_2| e^{-ib} .$$

Les points de contact correspondent à

$$e^{-ia} = \pm 1 , \quad a = K\pi , \quad b = kK\pi ,$$

où K est un entier quelconque.

Si k est très inférieur à 1, les points de contact sont pratiquement confondus (au premier ordre près pour les abscisses et au second ordre près pour les ordonnées) avec les maxima ou les minima de $|t|$

$$T_M^{1/2} = |t_M| \simeq \frac{|t_1 t_2| e^{-ib/2}}{1 - |r_1 r_2| e^{-ib}} ,$$

$$T_m^{1/2} = |t_m| \simeq \frac{|t_1 t_2| e^{-ib/2}}{1 + |r_1 r_2| e^{-ib}} .$$

Les valeurs T_M et T_m correspondent à des valeurs différentes de K. Par interpolation on peut considérer que les points (T_M, K_m), (T_m, K_M) définissent deux courbes continues $T_M(K)$ et $T_m(K)$ correspondant aux équations précédentes. Posons

$$U = \mathrm{Log}\left(T_m^{-1/2} - T_M^{-1/2}\right) \simeq \mathrm{Log}\, 2 \left|\frac{r_1 r_2}{t_1 t_2}\right| - \frac{b}{2} ;$$

$$V = \mathrm{Log}\left(T_m^{-1/2} + T_M^{-1/2}\right) \simeq \mathrm{Log}\, \frac{2}{|t_1 t_2|} + \frac{b}{2} .$$

Les courbes représentatives de U et V en fonction de K doivent donc être des droites de pente $\pm k\pi/2$. K, défini par la relation $a = 4\pi\nu e/\lambda = K\pi$ aux points de contact, n'est autre que le *rang* de l'extremum considéré.

Pour observer plusieurs maxima et minima successifs de T, l'évaporation doit durer assez longtemps ; dans ces conditions, une mesure absolue de T devient impossible : le système de mesure présente toujours une dérive lente (dérive de sensibilité de la cellule, échauffement de la source, etc.). La grandeur mesurée sera toujours de la forme DT, D étant un facteur lentement variable au cours du temps. D s'élimine si l'on fait la différence

$$W_T = V - U = \mathrm{Log}\, |r_1 r_2| + b ,$$

dont la courbe représentative, en fonction de K doit toujours être une droite de pente $k\pi$.

Ce raisonnement n'implique aucune supposition relativement à r_2, facteur de Fresnel pour la réflexion couche-support ; la méthode proposée élimine donc de la mesure toute influence de la zone de transition entre le support et la couche.

Pour obtenir des mesures précises, il faut que les variations relatives de T entre T_M et T_m soient importantes. Il n'en est ainsi que pour les couches d'indice élevé : pour les couches de bas indice, T varie au maximum entre 0,96 et 1 et les fluctuations accidentelles du système de mesure deviennent intolérables. Par contre, pour ces mêmes couches de bas indice, les variations relatives du pouvoir réflecteur R sont considérables.

Le même raisonnement appliqué à R, conduit à considérer

$$W_R = \mathrm{Log}\,\frac{R_M^{1/2} + R_m^{1/2}}{R_M^{1/2} - R_m^{1/2}} \simeq \mathrm{Log}\left|\frac{r_1}{r_2}\right| + b - \mathrm{Log}\,\frac{1 - |r_1|^2}{1 - |r_2|^2\,e^{-2b}}\,.$$

$|r_2|^2$ est toujours très inférieur à 1 ; par exemple, pour ZnS sur verre, $|r_2|^2 \simeq 0{,}04$; on a donc

$$W_R \simeq \mathrm{Log}\left|\frac{r_1}{r_2}\right|\frac{1 - |r_2|^2}{1 - |r_1|^2} + b\ (1 + 2|r_2|^2),$$

où on pourra toujours calculer le terme *correctif* $2\,|r_2|^2$ à partir de l'indice de la couche, en négligeant l'absorption et la couche de transition.

Ici encore W_R doit fournir en fonction de K une droite de pente $k\pi\,(1 + 2\,|r_2|^2)$.

2. **Appareil.** — La dérive D s'éliminant dans les deux cas, on peut utiliser sans précautions spéciales une cellule photoélectrique. Il est par contre nécessaire d'avoir une source de lumière à bande passante étroite : dès que la couche atteint une dizaine de fois $\lambda/4$, les cannelures du spectre transmis ou réfléchi se resserrent, l'intégration sur un domaine de longueurs d'onde trop large fournirait des maxima et des minima moins accusés ; pour les mêmes raisons, il est nécessaire que la couche soit d'épaisseur constante sur toute la surface couverte par le faisceau de mesure. Enfin, si le verre support est à faces parallèles, tout dépôt sur la face arrière, pendant l'évaporation, fausse les mesures, par le jeu des réflexions multiples. Dans les trois cas, l'erreur commise se traduit par une absorption apparente trop élevée, tout au moins au début de l'opération.

Toutes les conditions qui en résultent sont remplies par le dispositif d'évaporation et de contrôle décrit au paragraphe II.3, à condition d'y remplacer la lampe à filament de tungstène par une lampe du genre Philora (fig. 20).

La cellule doit être alimentée en tension stabilisée ; la même alimentation comportant les deux possibilités, régulation et asservissement de la tension, nous a servi aux mesures du paragraphe II.3 et aux mesures d'absorption. Le courant d'anode est mesuré par un microampèremètre. Pour les mesures en réflexion, le verre support utilisé est un verre concave, le faisceau réfléchi ressort de la cloche au voisinage de la fente d'entrée. Le verre tournant de façon continue pendant l'évaporation, il est nécessaire que l'axe de rotation passe bien par le centre de courbure ; le creuset est situé au voisinage de la sphère tangente au verre concave et passant par son centre, l'uniformité de la couche s'en trouve améliorée [33].

3. **Résultats.** — Plusieurs mesures, en réflexion pour la cryolithe, en réflexion et en transmission pour le sulfure de zinc, fournissent les courbes de la figure 21, pour $\lambda = 5460$ Å. Dans les trois cas, la précision est limitée par les fluctuations dues principalement à la source ; le bruit de fond de la cellule devient également sensible, dans le cas de la cryolithe, où les pouvoirs réflecteurs restent de l'ordre de 1 %.

Dans chaque cas, on a volontairement fait varier la vitesse d'évaporation dans un rapport de 1 à 4 : de 0,5 à 2 mn pour une couche $\lambda/4$; l'absorption semble insensible à des variations de cet ordre.

De même, chaque opération comprenait deux évaporations successives, avec deux creusets distincts, de la même substance ; en dehors d'un décalage dû à la dérive pendant le changement de creuset, aucune différence systématique ne s'est manifestée.

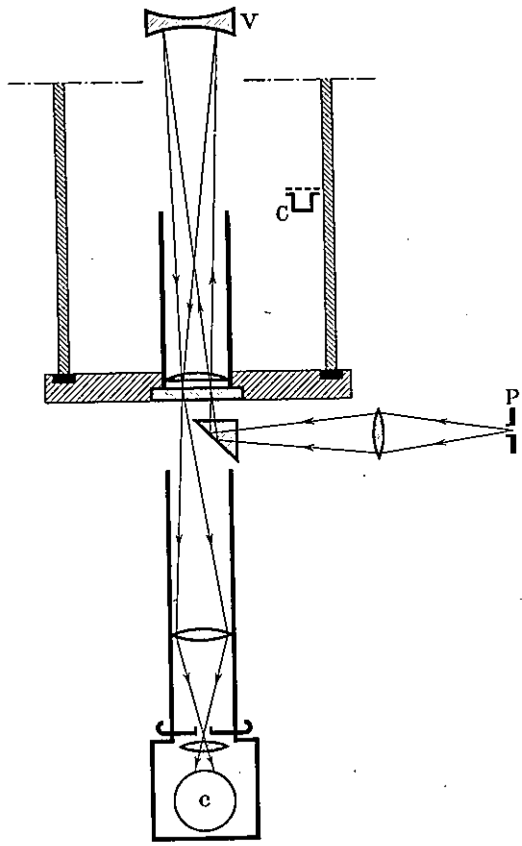

Fig. 20. — Mesures d'absorption ; montage en réflexion. V, verre concave tournant ; C, creuset ; P, lampe Philora et monochromateur ; c, cellule.

1. Absorption. — Les absorptions k décelables sont comprises entre 0,001 et 0,000 4 ; elles concordent bien avec les valeurs données par Hall & Ferguson [32] pour ZnS. Elles restent trop faibles pour justifier les absorptions globales des couches multidiélectriques ; nous avons vu en effet que la limite inférieure $A_M = 0{,}5$ % conduirait à des valeurs de k supérieures à $0{,}8.10^{-3}$, et $A_M = 2$ % à des valeurs de k de l'ordre de 3.10^{-3}.

2. Indices. — Quoique la mesure des indices par ce procédé ne soit pas à l'abri de toute critique, il nous a semblé utile de vérifier les valeurs qu'elle fournit.

La droite représentative de W_T ou W_R en fonction de K coupe l'axe $K = 0$ au point

$$W_T = \mathrm{Log} \mid r_1 r_2 \mid \quad \text{ou} \quad W_R = \mathrm{Log} \left| \frac{r_1}{r_2} \right| \frac{1 - |r_2|^2}{1 - |r_1|^2}.$$

Nous avons calculé cette limite à partir des indices et contrôlé le résultat sur un grand nombre d'évaporations limitées à des épaisseurs de quelques $\lambda/4$; pour

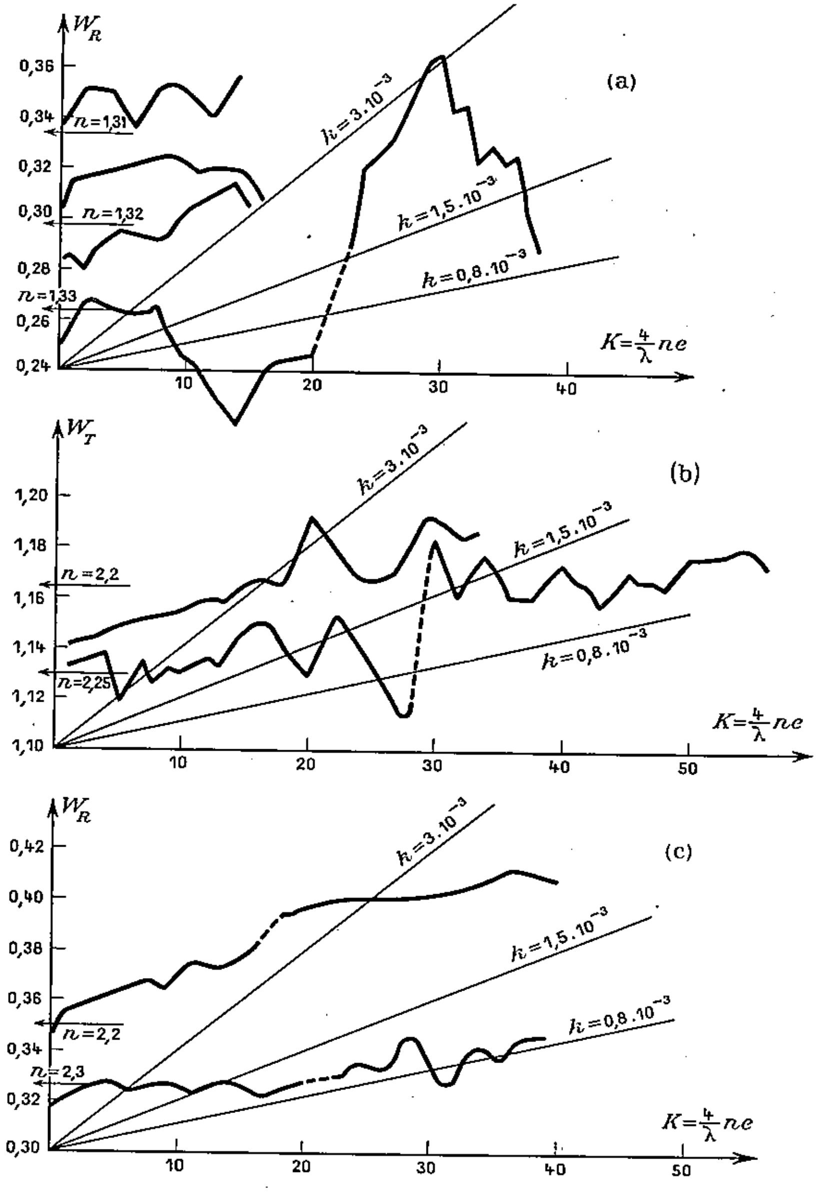

Fig. 21. — Courbes pour détermination de l'absorption, - - - - changement de creuset. a) Cryolithe, réflexion (4 mesures) ; b) sulfure de zinc, transmission (2 mesures) ; c) sulfure de zinc, réflexion (2 mesures).

ZnS l'indice moyen est $n_{\text{H}} = 2{,}28 \pm 0{,}05$, pour la cryolithe $n_{\text{B}} = 1{,}32 \pm 0{,}02$. Ces résultats justifient les valeurs admises pour les indices.

4. **Comparaison aux résultats obtenus pour les couches multiples.** — Si les indices conduisent à des valeurs correctes des finesses, les absorptions des cons-

tituants sont insuffisantes pour justifier les transparences obtenues ; elles ne justifient tout au plus qu'une fraction de l'ordre du tiers des absorptions observées. Une explication assez simple de cette divergence, fondée sur un fait d'observation courante, nous a semblé mériter une étude détaillée. Les couches semi-réfléchissantes et, surtout, les filtres interférentiels, présentent généralement une diffusion très nette. Si celle-ci provenait d'une diffusion « homogène » due à la structure granulaire des couches, par exemple, il en serait tenu compte dans les mesures d'absorption intrinsèque. Supposons qu'il s'agisse seulement d'une diffusion « superficielle », due à la « rugosité » des surfaces. Dans le cas d'une couche unique, deux surfaces de séparation, verre-couche et couche-air, entrent seules en jeu quelle que soit l'épaisseur. Dans le cas des couches multidiélectriques, de nombreuses surfaces de séparation participent à cette diffusion. On doit donc s'attendre à trouver une absorption apparente croissant avec le nombre de couches et, pour une couche simple, sensiblement indépendante de son épaisseur.

Deux faits viennent à l'appui de cette interprétation :

a) Les miroirs et filtres interférentiels constitués de couches $3\lambda/4$, destinés à l'infrarouge, ne présentent pas, dans le visible, l'absorption triple qu'on devrait observer d'après le calcul du paragraphe IV.3. [on a alors $(\partial\varphi/\partial n_i)\, dn = 3\pi\, dn_i/n_i \simeq -3\pi i k$].

b) L'absorption des couches multiples, évaporées dans les mêmes conditions apparentes, est beaucoup moins reproductible que l'absorption intrinsèque des couches. On sait que la *structure* des couches obtenues par évaporation dépend de nombreux facteurs : vitesse d'évaporation, température et structure du support, angle d'incidence du jet moléculaire, etc. ; la « rugosité » des surfaces doit aussi en dépendre.

Ceci nous a donc amené à étudier le rôle de la diffusion par les irrégularités superficielles des couches, dans le cas des miroirs multidiélectriques et dans le cas du Fabry-Perot.

VI. Couches d'épaisseur non constante sur toute la surface du miroir. Diffusion

1. **Éléments d'une théorie.** — Le rôle des défauts de surface (courbure générale par exemple) a déjà été envisagé par d'autres auteurs [4, 6, 9]. Nous l'avons classé dans les « facteurs géométriques ». En effet, on l'étudie commodément en admettant que l'étalon Fabry-Perot se décompose en un grand nombre de petits étalons qui, pris isolément, ont bien leurs surfaces planes et parallèles. On fait ensuite la somme des intensités transmises par chacun des étalons élémentaires.

Ce raisonnement n'est valable que s'il n'existe pas de relation de phase entre deux étalons élémentaires. Il faudrait pour cela se placer dans les conditions d'éclairage parfaitement incohérent sur l'étalon, c'est-à-dire former sur celui-ci une image parfaite de la source. Ceci est impossible pour deux raisons : d'une part, la diffraction et les aberrations fournissent toujours d'un point-source une image élargie, à l'intérieur de laquelle on a un éclairage cohérent ; d'autre part, si l'image, supposée parfaite, d'un point de la source se forme sur la face d'entrée du Fabry-

Perot, l'onde issue de cette image, après un certain nombre de réflexions entre les deux miroirs, couvrira une surface non négligeable des miroirs. En outre, dans certaines applications (étude du ciel nocturne par exemple), l'étalon est utilisé en éclairage cohérent : tout point du champ-objet envoie dans l'appareil une onde couvrant complètement l'étalon.

Nous raisonnerons par la suite comme si l'étalon était toujours utilisé en éclairage cohérent. Les résultats obtenus seront valables dans tous les cas pour les défauts de très petites dimensions transversales. Les dimensions à partir desquelles on ne pourra plus utiliser l'hypothèse de l'éclairage cohérent dépendent des conditions d'utilisation ; nous laisserons de côté cette discussion ; nous verrons d'ailleurs (§ VI.4) que l'étude des défauts de grandes dimensions transversales sort du cadre que nous nous sommes fixé.

Les irrégularités existant à un interface quelconque s'impriment en quelque sorte sur les surfaces d'onde transmise ou réfléchie issues d'une même onde plane incidente. On peut dès lors considérer l'onde réfléchie comme l'addition d'une onde plane et de multiples éléments d'onde, diffractant de la lumière dans toutes les directions. Nous conserverons pour le phénomène global observé le nom de « diffusion » dans la mesure où il résulte de la diffraction par un grand nombre d'objets indépendants entre eux. Dans le Fabry-Perot à couches multiples diélectriques, l'onde subit des réflexions multiples, d'une part entre les couches constituant les miroirs, d'autre part entre les deux miroirs. Dans la mesure où la surface d'onde se propage sans déformation entre plusieurs réflexions successives, le même défaut s'imprimera plusieurs fois sur la même surface d'onde : on aura des déformations « *cumulatives* ».

Les phénomènes de diffusion s'ajouteront *en amplitude* au cours des réflexions successives. N réflexions, entraînant chacune une perte f de lumière, donneraient une perte globale égale environ à Nf dans le cas de déformations non cumulatives ; elles entraîneront une perte N^2f dans le cas de déformations cumulatives.

On voit que la diffusion, quoique peu importante pour un interface isolé, peut devenir très importante dans le Fabry-Perot.

Nous calculerons les déformations « cumulatives » des surfaces d'onde en appliquant, en chaque point d'un miroir par exemple, les relations *de phase* obtenues pour des couches parfaitement planes. Nous discuterons ultérieurement la valeur de ce point de vue.

1. Diffusion par un miroir multidiélectrique. — Considérons une onde plane, d'amplitude unité, incidente sous l'angle α, sur un miroir multidiélectrique. Les couches constituant le miroir n'ont pas une épaisseur constante sur toute la surface. D'après le paragraphe IV.2.*1*, les modules des facteurs de réflexion r_M ou de transmission t_M n'en sont pas affectés, tout au moins au second ordre près, mais seulement leurs phases ρ, θ.

Décomposons (fig. 22) les ondes transmise (t) ou réfléchie (r) en une onde plane d'amplitude t ou r et des éléments d'onde, d'amplitude dt ou dr, « empreintes » des défauts, en quadrature avec l'onde principale. Nous utiliserons la relation, démontrée au paragraphe IV.3.*2*, valable quelle que soit l'incidence et quelle que soit la forme des surfaces réelles des couches :

$$2\,\theta = \rho + \rho' + (2k+1)\,\pi\,, \quad 2\,d\theta = d\rho + d\rho'\,;$$

la figure 22 montre que

$$d\theta = \frac{dt}{t}\,, \quad d\rho = \frac{dr}{r}\,, \quad d\rho' = \frac{dr'}{r'}\,;$$

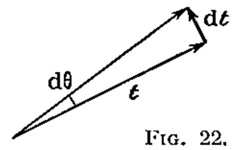

FIG. 22.

donc

$$2\,\frac{dt}{t} = \frac{dr}{r} + \frac{dr'}{r'}\,.$$

Nous avons vu au paragraphe IV.2.*1* que $d\rho$ et $d\rho'$ sont de la forme

$$\sum \frac{I_M}{I_i}\,\eta_i \quad \text{et} \quad \sum \frac{I'_M}{I'_i}\,\eta_i\,;$$

$\Sigma(I_M/I_i)$ et $\Sigma(I'_M/I'_i)$ sont toujours du même ordre de grandeur. On pourra admettre, dans une première approximation, grossière mais commode, que

$$\frac{dt}{t} \simeq \frac{dr}{r} \simeq \frac{dr'}{r'}\,.$$

Les ondes (t), (r) et (r') présentent donc les mêmes défauts relatifs ; les éléments d'ondes dt, dr et dr' sont proportionnels respectivement à t, r, r' ; les amplitudes diffusées par les ondes (t), (r), (r'), proportionnelles à dt, dr, dr' sont donc aussi proportionnelles à t, r, r'. Nous appellerons d le coefficient complexe de proportionnalité commun ; les amplitudes diffusées par les ondes (t), (r), (r') se mettent sous la forme td, rd, $r'd$.

Pour nous rappeler que d, « facteur de diffusion », dépend de la direction du faisceau incident (angle d'incidence α) et de la direction d'observation (angle d'émergence β) nous le noterons $d_{\alpha,\beta}$; nous noterons de même $D_{\alpha,\beta} = |\,d_{\alpha,\beta}\,|^2$ le « facteur de diffusion » pour les intensités.

Nous admettrons que, pour un miroir, l'amplitude de la lumière diffusée « en réflexion », du côté de la lumière incidente, est uniquement due aux défauts sur la surface d'onde réfléchie (r) ; de même la diffusion « en transmission » sera attribuée uniquement aux défauts de la surface d'onde transmise (t).

Pour garder à notre raisonnement toute sa généralité, nous envisagerons aussi, ultérieurement, le cas où les « facteurs de diffusion » seraient différents pour les ondes (t), (r), (r') ; nous les noterons alors d_t, d_r, $d_{r'}$ respectivement. Nous verrons que ces différences ne modifient pas sensiblement le résultat final, tant que d_t, d_r, $d_{r'}$ restent du même ordre de grandeur ; elles n'introduisent dans le calcul que des termes additifs négligeables au voisinage des maxima de diffusion.

2. ***Diffusion résultante pour un Fabry-Perot.*** — Nous essayerons de préciser l'aspect du phénomène global de diffusion « à l'infini » dans le cas d'un Fabry-Perot dont les deux miroirs sont diffusants. Nous conviendrons de mesurer l'angle d'émergence β à partir de la normale au Fabry-Perot, orientée du côté opposé à la lumière incidente ; ainsi $\beta < 90^o$ correspondra à la diffusion « en avant », $\beta > 90^o$ correspondra à la diffusion « en arrière » par l'ensemble du Fabry-Perot. Nous appellerons M_1 le premier miroir rencontré par la lumière incidente, M_2 le second.

Le calcul de l'amplitude diffusée dans la direction β par un certain défaut diffère sensiblement suivant son emplacement (sur M_1 ou sur M_2) et suivant la valeur de β ($\beta < 90^o$ ou $\beta > 90^o$). Nous envisagerons successivement les quatre combinaisons deux à deux de ces quatre possibilités. Les défauts sur M_1 et M_2 étant indépendants, l'intensité diffusée dans une certaine direction sera la somme des contributions en intensité de M_1 et M_2 ; nous admettrons que les facteurs de diffusion sont les mêmes pour M_1 et pour M_2.

Dans tous les cas, l'amplitude de l'onde incidente sera prise pour unité.

A. Diffusion par M_2, $\beta > 90^o$. — Considérons les différents « rayons » (normales à une même surface d'onde incidente) qui rencontrent sur M_2 un certain défaut (fig. 23). Leurs amplitudes complexes, prises à l'intérieur du Fabry-Perot en un point infiniment voisin de M_2 et avant réflexion sur M_2, sont

$$\left(t_{M_1} e^{-i\varphi/2}\right)_\alpha, \ \left(t_{M_1} e^{-i\varphi/2} r_{M_1} r_{M_2} e^{-i\varphi}\right)_\alpha, \ \ldots, \ \left[t_{M_1} e^{-i\varphi/2}\left(r_{M_1} r_{M_2} e^{-i\varphi}\right)^p\right]_\alpha, \ \ldots$$

Soit u leur somme :

$$u = \left[t_{M_1} e^{-i\varphi/2} \sum_p \left(r_{M_1} r_{M_2} e^{-i\varphi}\right)^p\right]_\alpha ;$$

le facteur de transmission t_F du Fabry-Perot sera $\left(u\, t_{M_2}\right)_\alpha$ donc

$$u = \left(\frac{t_{M_1} e^{-i\varphi/2}}{1 - r_{M_1} r_{M_2} e^{-i\varphi}}\right)_\alpha = \left(\frac{t_F}{t_{M_2}}\right)_\alpha .$$

Cette expression s'obtiendrait directement en remarquant que u est la somme des amplitudes des rayons qui, après traversée de M_2, formeront la série d'Airy de somme $(t_F)_\alpha$. L'amplitude complexe de l'onde réfléchie par M_2 sera

$$u\left(r_{M_2}\right)_\alpha = \left(\frac{t_F}{t_{M_2}} r_{M_2}\right)_\alpha ;$$

l'amplitude v diffusée par cette onde, toujours prise au voisinage immédiat du défaut sur M_2, dans la direction β, sera

$$v = \left(\frac{t_F}{t_{M_2}} r_{M_2}\right)_\alpha d_{\alpha,\beta} .$$

Cette onde diffusée dans la direction β par le défaut subira ensuite les réflexions multiples dans le Fabry-Perot ; elle donnera naissance, à l'extérieur du Fabry-Perot, aux divers rayons,

$$v\left(t_{M_2} e^{-i\varphi/2}\right)_\beta, \quad v\left(t_{M_2} e^{-i\varphi/2} r_{M_1} r_{M_2} e^{-i\varphi}\right)_\beta, \ \ldots$$

dont la somme donne, par un raisonnement analogue au précédent, $v\left(t_F/t_{M_2}\right)_\beta$; on l'obtiendrait également en remarquant que les divers rayons de la somme v ont à traverser le Fabry-Perot en sens inverse, sous l'incidence β, à ceci près qu'ils n'ont pas à traverser le miroir M_2. La somme des amplitudes diffusées dans la direction $\beta > 90^o$ par le défaut sur M_2 sera donc

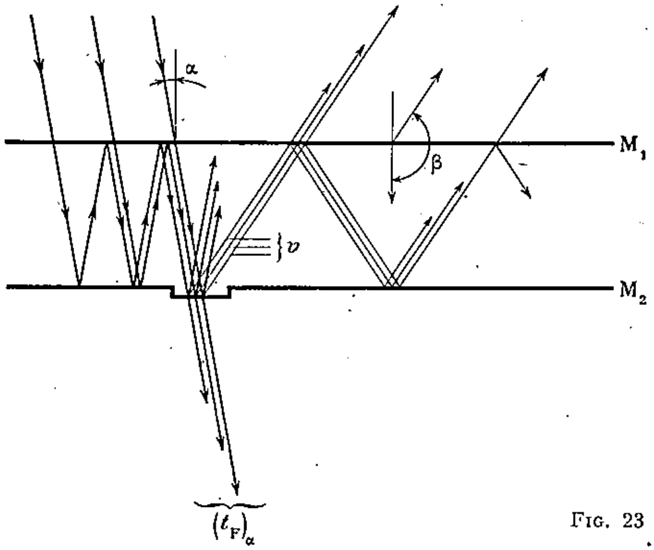

FIG. 23

$$(r_{M_2})_\alpha \left(\frac{t_F}{t_{M_2}}\right)_\alpha \left(\frac{t_F}{t_{M_2}}\right)_\beta d_{\alpha,\beta} .$$

En fait nous aurions dû utiliser d_r pour tous les rayons diffusés. Ceci ne change absolument rien au raisonnement précédent.

Nous n'avons fait aucune supposition relative aux angles α et β ; cette relation est donc valable même pour les grands angles.

B. Diffusion par M_1, $\beta < 90°$. — On fera ici la somme u des amplitudes des divers rayons qui rencontrent le défaut sur M_1 (fig. 24). Ces amplitudes, prises au voisinage immédiat de M_1 *après* réflexion sur M_1, donneront

$$u = \left(\frac{t_F}{t_{M_2}} e^{i\varphi/2}\right)_\alpha .$$

Ils donneront l'amplitude diffusée

$$v = \left(\frac{t_F}{t_{M_2}} e^{i\varphi/2}\right)_\alpha d_{\alpha,\beta}$$

et les rayons diffusés auront à traverser le Fabry-Perot sous l'angle β, à ceci près qu'ils n'auront pas à traverser le premier miroir ; la somme des amplitudes diffusées dans la direction β, à l'extérieur du Fabry-Perot, sera donc

$$v \left(\frac{t_F}{t_{M_1}}\right)_\beta = \left(\frac{t_F}{t_{M_2}} e^{i\varphi/2}\right)_\alpha \left(\frac{t_F}{t_{M_1}}\right)_\beta d_{\alpha,\beta} .$$

Si l'on veut tenir compte des différences éventuelles entre les facteurs de diffusion d_r et d_t, on remarquera que le rayon 1 est diffusé par transmission, les rayons

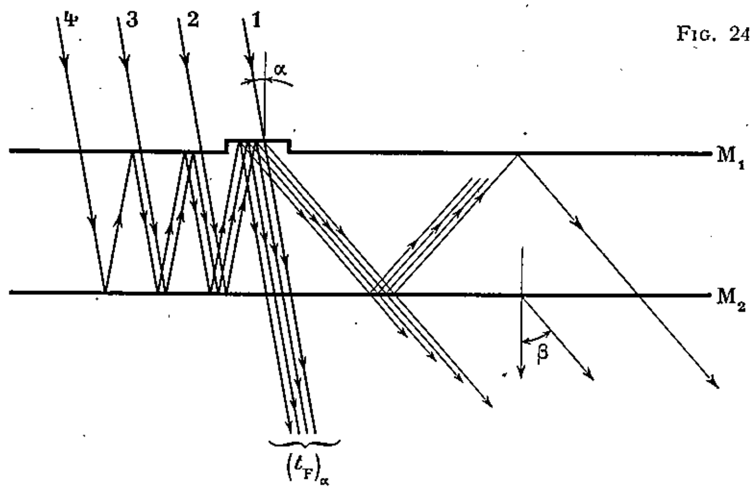

FIG. 24.

2, 3, ... étant diffusés par réflexion. On décomposera l'amplitude diffusée par le rayon 1 en $(t_{M_1})_\alpha (d_r)_{\alpha,\beta}$ et $(t_{M_1})_\alpha (d_t - d_r)_{\alpha,\beta}$. Ces deux termes s'ajouteront aux amplitudes diffusées par les rayons 2, 3, ..., prises au voisinage de M_2, après réflexion sur M_2 pour donner l'amplitude

$$\varphi = \left(\frac{t_F}{t_{M_2}} e^{i\varphi/2} \right)_\alpha (d_r)_{\alpha,\beta} + (t_{M_1})_\alpha (d_t - d_r)_{\alpha,\beta}\,.$$

$|t_{M_1}|$ et $|t_{M_2}|$ sont toujours très inférieurs à 1, dans le cas du Fabry-Perot ; par contre $|t_F|$ est voisin de 1 pour certaines incidences ; pour ces incidences, le deuxième terme sera négligeable, pourvu que $(d_r - d_t)_{\alpha,\beta}$ ne soit pas, en module, beaucoup plus grand que $(d_r)_{\alpha,\beta}$. Les maxima de diffusion correspondent à ceux de $(t_F/t_{M_2})_\alpha (t_F/t_{M_1})_\beta$, même dans le cas où $d_r \neq d_t$.

C. Diffusion par M_2. $\beta < 90°$ (fig. 25). — On a, d'une part, une série de rayons diffusés par réflexion ; la somme de leurs amplitudes, prises au voisinage immédiat de M_2 à l'intérieur du Fabry-Perot, est

$$\varphi = \left(\frac{t_F}{t_{M_2}} r_{M_2} \right)_\alpha d_{\alpha,\beta}\,.$$

Ces rayons subissent ensuite une réflexion sur M_1 ; puis ils ont à traverser le Fabry-Perot sous l'angle β, exception faite de la traversée de M_1. On trouvera donc, diffusée sous l'angle β à la sortie du Fabry-Perot, l'amplitude totale

$$\varphi \left(r_{M_1} e^{-i\varphi/2} \frac{t_F}{t_{M_1}} \right)_\beta\,.$$

D'autre part, on a une série de rayons diffusés par transmission, de somme $(t_F)_\alpha d_{\alpha,\beta}$, d'où la somme générale

$$\left[(t_F)_\alpha + \left(\frac{t_F}{t_{M_2}} r_{M_2} \right)_\alpha \left(\frac{t_F}{t_{M_1}} r_{M_1} e^{-i\varphi/2} \right) \right] d_{\alpha,\beta}\,.$$

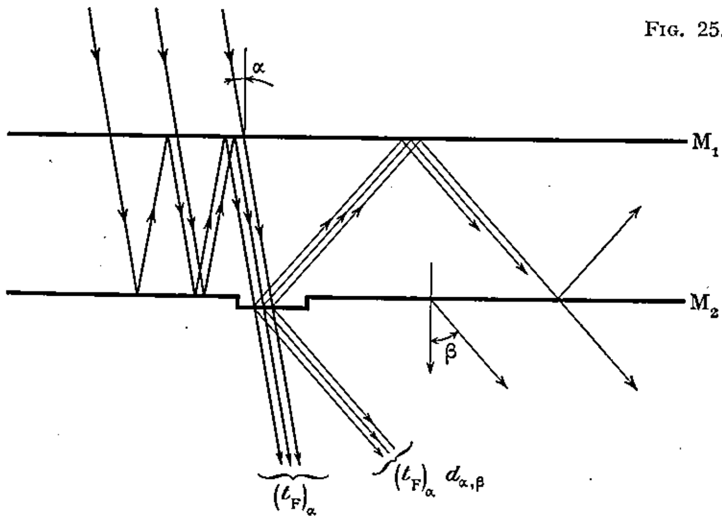

Fig. 25.

Ici encore on pourrait tenir compte de la différence entre d_r et d_t ; la somme s'écrit alors

$$\left[(t_F)_\alpha \left(\frac{d_t}{d_r}\right)_{\alpha,\beta} + \left(\frac{t_F}{t_{M_2}}\ r_{M_2}\right)_\alpha \left(\frac{t_F}{t_{M_1}}\ r_{M_1}\ e^{-i\varphi/2}\right)_\beta \right] (d_r)_{\alpha,\beta}\ ;$$

le premier terme de la somme entre crochets sera encore négligeable au voisinage des maxima de diffusion, $|r_{M_2}|_\alpha$ et $|r_{M_1}|_\beta$ sont sensiblement égaux à 1 et $|(t_F/t_{M_1})_\beta\ (1/t_{M_2})_\alpha|$ est très supérieur à 1 au voisinage des maxima de $|t_F|_\beta$.

D. Diffusion par M_1, $\beta > 90°$ (fig. 26). — On a de même, d'une part une série 1 de rayons de somme

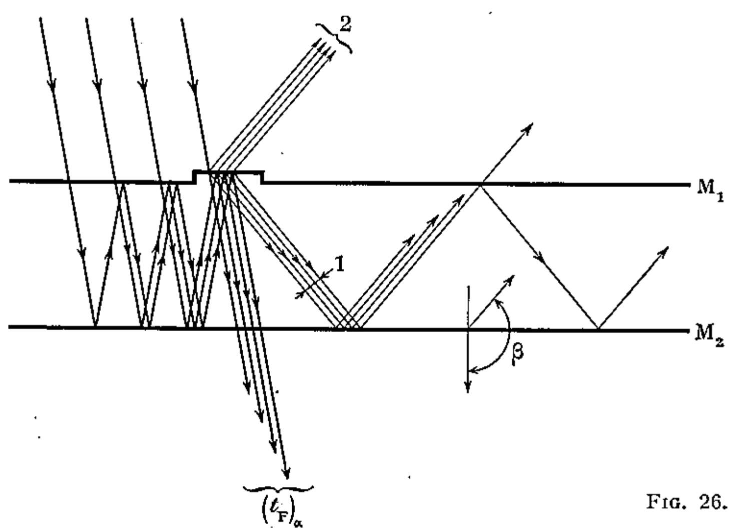

Fig. 26.

$$\left(\frac{t_F}{t_{M_2}} e^{i\varphi/2}\right)_\alpha d_{\alpha\beta} \left(\frac{t_F}{t_{M_1}} r_{M_2} e^{-i\varphi/2}\right)_\beta ,$$

d'autre part une série 2 de rayons de somme $(r_F)_\alpha d_{\alpha,\beta}$.
La somme est donc

$$\left[(r_F)_\alpha + \left(\frac{t_F}{t_{M_2}} e^{i\varphi/2}\right)_\alpha \left(\frac{t_F}{t_{M_1}} r_{M_2} e^{-i\varphi/2}\right)_\beta\right] d_{\alpha,\beta}$$

qui, tenu compte des différents facteurs de diffusion, deviendrait

$$\left\{(r_F)_\alpha \left(\frac{d_{r'}}{d_r}\right)_{\alpha,\beta} + \left(\frac{t_F}{t_{M_1}} r_{M_2} e^{-i\varphi/2}\right)_\beta (e^{i\varphi/2})_\alpha \left[\frac{t_F}{t_{M_2}} + (t_{M_1})_\alpha \left(\frac{d_t - d_r}{d_r}\right)_{\alpha\beta}\right]\right\}(d_r)_{\alpha,\beta} ;$$

ici encore, le terme principal de module sensiblement égal à $|(t_F/t_{M_2})_\alpha (t_F/t_{M_1})_\beta| \, |d_r|$ est prépondérant, au voisinage des maxima de diffusion.

E. Diffusion par l'ensemble des défauts. — Dans tous les cas, l'amplitude diffusée se met sous la forme

$$(d_r)_{\alpha,\beta} \left[\left(\frac{t_F}{t_{M_2}}\right)_\alpha \left(\frac{t_F}{t_{M_1}}\right)_\beta + G\right],$$

où le terme G est, en module, de l'ordre de 1 ou inférieur. Le terme $(t_F/t_{M_2})_\alpha (t_F/t_{M_1})_\beta$, par contre, présente des maxima très supérieurs à 1. Si on admet que l'intensité de la lumière diffusée se met sous la forme

$$I = D_{\alpha,\beta} \left(\frac{T_F}{T_{M_2}}\right)_\alpha \left(\frac{T_F}{T_{M_1}}\right)_\beta ,$$

on ne commet d'erreur que dans les régions où la diffusion est la moins importante. Au voisinage des maxima, on aura $I \gg D_{\alpha,\beta}$. Il y a donc « concentration » de la lumière diffusée dans des régions bien déterminées.

Pour l'ensemble du Fabry-Perot, les défauts sur M_1 et M_2 étant indépendants, on ajoutera simplement les intensités ce qui donne, en admettant que le Fabry-Perot est symétrique,

$$I = 2\,D_{\alpha,\beta} \left(\frac{T_F}{T_M}\right)_\alpha \left(\frac{T_F}{T_M}\right)_\beta .$$

On peut séparer les termes de cette expression en deux facteurs

$$I = \left[\frac{2\,D_{\alpha,\beta}}{(T_M)_\alpha (T_M)_\beta}\right] [(T_F)_\alpha (T_F)_\beta] ;$$

le premier facteur ne contient que des termes à variation lente en fonction de α, β ou λ, le second facteur des termes à variation rapide.

Nous allons voir que, sous cette forme, la relation se vérifie très bien expérimentalement.

2. **Vérifications expérimentales.** — $(T_F)_\alpha$ et $(T_F)_\beta$ sont respectivement fonctions de α et de β, et tous deux fonctions de λ ; nous les noterons donc, à l'avenir,

$T_F(\alpha, \lambda)$ et $T_F(\beta, \lambda)$. Nous allons étudier sur quelques exemples, les variations de la lumière diffusée en fonction de α, β, λ.

1. ***Observation visuelle.*** — On place l'œil derrière un Fabry-Perot réglé au parallélisme. Contrairement à l'habitude, on observe à l'infini une source *peu étendue* monochromatique. Lorsque la source se trouve dans une direction telle que la transmission du Fabry-Perot soit élevée, on distingue, au voisinage, une série d'anneaux. Ils reproduisent très exactement les anneaux de Fabry-Perot observables, dans les mêmes conditions mais avec une source étendue ; en particulier, l'un d'eux passe par la source.

Ceci s'interprète aisément ; les maxima de diffusion correspondent aux deux conditions $T_F(\alpha, \lambda_0)$ maximum (incidence donnant un maximum de transmission) et $T_F(\beta, \lambda_0)$ maximum, anneaux de Fabry-Perot classiques, l'un d'eux correspondant à $\beta = \alpha$.

Ces phénomènes s'observent même en lumière blanche. Nous en verrons plus loin l'explication.

2. ***Variation de I en fonction de β, pour λ et α donnés.*** — Pour les vérifications qui vont suivre, il nous sera parfois nécessaire d'observer la lumière sous des angles β passant, autant que possible de 0 à 180°. Il serait alors peu commode d'utiliser un Fabry-Perot à lame d'air, l'épaisseur des lames de verre devenant gênante pour les grandes incidences. Nous avons utilisé des filtres interférentiels, du type verre-miroir-ZnS ou cryolithe $p\,\lambda/2$-miroir-air.

D'autre part, pour avoir des maxima multiples en fonction de β ou de λ, il est nécessaire de se placer dans un ordre élevé. La solidité des filtres d'ordre élevé laissant à désirer, nous avons dû nous limiter à $p = 9$ (couche médiane de ZnS).

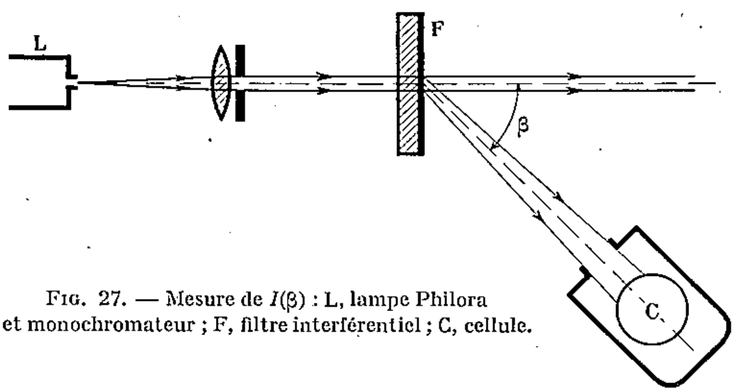

Fig. 27. — Mesure de $I(\beta)$: L, lampe Philora et monochromateur ; F, filtre interférentiel ; C, cellule.

On éclaire (fig. 27) une surface fixe d'un filtre interférentiel sous incidence normale ; on obtient des résultats analogues pour les autres incidences, mais le cas de l'incidence normale permet d'utiliser des étendues de faisceaux donc des flux lumineux incidents plus grands. On l'éclaire par une bande étroite de longueurs d'onde (lampe Philora et monochromateur) correspondant à sa transmission maximum. On mesure à l'aide d'une cellule photoélectrique (RCA 931 A) la

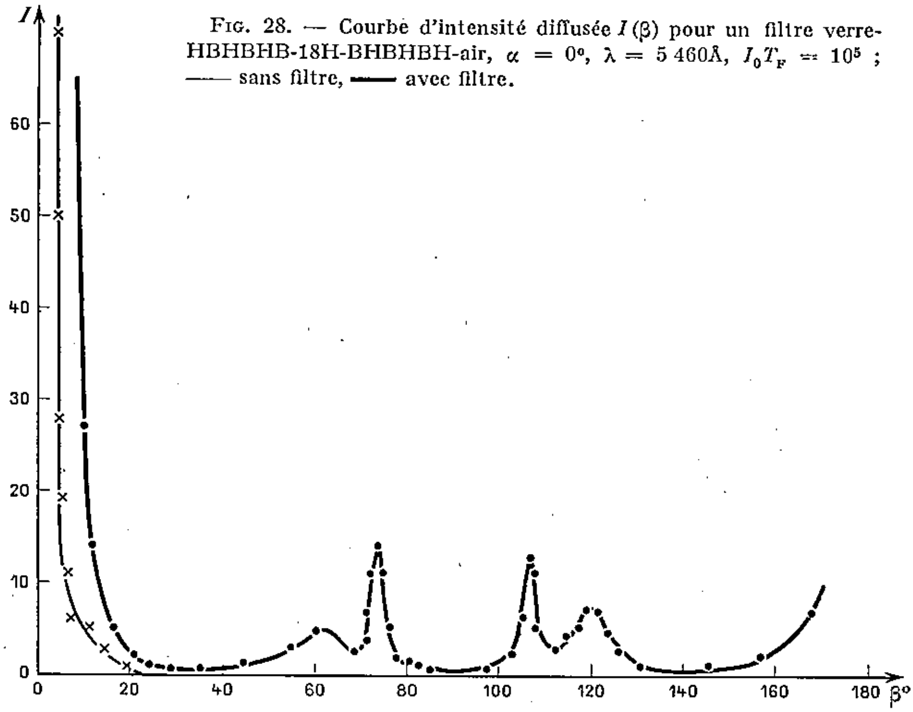

FIG. 28. — Courbe d'intensité diffusée $I(\beta)$ pour un filtre verre-HBHBHB-18H-BHBHBH-air, $\alpha = 0°$, $\lambda = 5\,460$Å, $I_0 T_F = 10^5$; —— sans filtre, ▬▬ avec filtre.

lumière diffusée dans un angle solide constant, pour un angle d'émergence moyen β variable.

La figure 28 donne la variation observée de $I(\beta)$ pour un filtre verre-HBHBHB-18H-BHBHBH-air. Les deux maxima voisins observables pour $\beta = 60°$ et $\beta = 74°$ sont polarisés, l'un dans le plan d'émergence, l'autre dans le plan perpendiculaire ; ils correspondent aux maxima de $T_F(\beta, \lambda_0)$ différents pour les deux polarisations principales. Les finesses sont dans les deux cas plus faibles pour la composante dans le plan d'incidence : on est en effet au voisinage de l'incidence brewstérienne pour les interfaces cryolithe-ZnS ; le pouvoir réflecteur des miroirs formant le filtre est donc beaucoup plus faible pour la composante dans le plan d'incidence que pour la composante perpendiculaire. La courbe est symétrique, aux erreurs d'expérience près, par rapport à $\beta = 90°$. Le maximum de diffusion pour $\beta = 0$ est difficilement observable ; il se traduit par un élargissement net de la courbe, si l'on compare les mesures $I(\beta)$ aux mesures $I_0(\beta)$, filtre enlevé.

*3. **Variation de I en fonction de λ pour α et β donnés.*** — En utilisant le montage de la figure 29, on peut étudier, pour α et β quelconques, le spectre de la lumière diffusée, lorsqu'on éclaire un filtre en lumière blanche.

La figure 30 donne ces spectres pour $\alpha = 0°$ et $\beta = 20°, 35°, 65°$ pour le même filtre que précédemment. Pour chacun de ces spectres on a pris, à titre de comparaison, les spectres de transmission du filtre, d'une part sous l'angle α, d'autre part sous l'angle β. Les spectres de diffusion comportent bien à la fois les maxima de $T_F(\alpha_0, \lambda)$ et ceux de $T_F(\beta_0, \lambda)$.

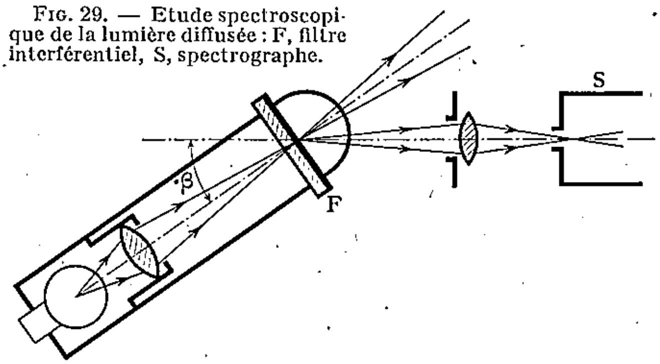

FIG. 29. — Etude spectroscopique de la lumière diffusée : F, filtre interférentiel, S, spectrographe.

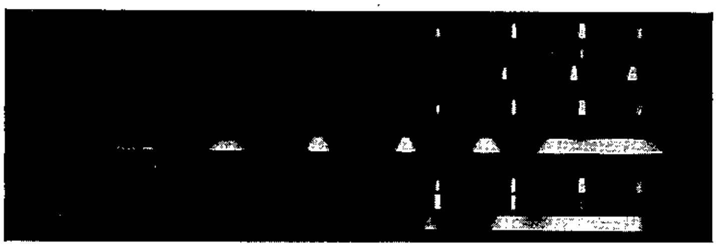

FIG. 30. — Spectres de lumière diffusée comparés aux spectres transmis, même filtre que pour la figure 28.

Spectre	1	2	3	4	5	6	7	8	9
α	0	0	20	0	0	35	0	0	65
β	0	20	20	0	35	35	0	65	65
Durée de pose	0,2 s	30 mn	0,2 s	0,2 s	3 h	1 s	0,2 s	1 h	0,2 s

4. Variation de I en fonction de λ pour les diverses valeurs de β. — A l'aide du même montage, on a pris (fig. 31) les spectres de diffusion pour des valeurs régulièrement croissantes de β. Ils présentent toujours les maxima fixes de $T_F(\alpha_0 \lambda,)$. On peut suivre l'évolution, en fonction du paramètre β_0, des maxima de $T_F(\beta_0, \lambda)$ et leur séparation progressive pour les grands angles, en deux composantes polarisées dans les deux plans principaux.

Lorsque les maxima de $T_F(\beta_0, \lambda)$ et $T_F(\alpha_0, \lambda)$ ont lieu pour une même longueur d'onde, on observe des « maxima principaux » de diffusion. $T_F(\beta_0, \lambda)$ et $T_F(\alpha_0, \lambda)$ ont en effet des valeurs maxima voisines de 1 ; si l'on s'écarte même relativement peu de ces maxima, leurs valeurs tombent rapidement au-dessous de 0,1. On aura donc, suivant que les deux maxima de $T_F(\alpha_0, \lambda)$ et $T_F(\beta_0, \lambda)$ coïncident ou non, des maxima de diffusion dont l'intensité varie dans un grand rapport. Pour obtenir simultanément sur le cliché les maxima principaux et les maxima plus faibles, nous avons dû modifier les durées de pose dans le rapport de 1 à 12.

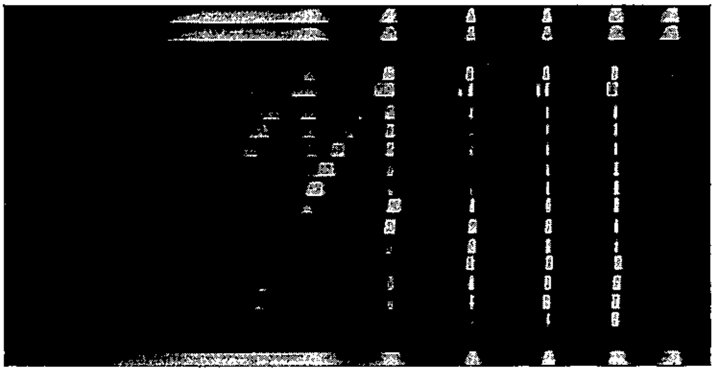

FIG. 31. — Spectres de lumière diffusée pour les différentes valeurs de β, même filtre que pour la figure 28.

Spectre	1	2	3	4	5	6	7	8	9
β	0	0	10	20	30	35	40	45	50
Durée de pose	0,2 s	0,2 s	10 mn	1 h	3 h	3 h	3 h	2 h	1 h

Spectre	10	11	12	13	14	15	16	17
β	55	60	65	70	75	80	85	0
Durée de pose	30 mn	15 mn	15 mn	30 mn	1 h	2 h	3 h	0,2 s

Nous pouvons remarquer sur le cliché la répartition angulaire des maxima principaux : ils ont tous lieu pour des valeurs de β voisines de 65°. Nous allons voir que ce phénomène est général et explique la visibilité des anneaux de diffusion en lumière blanche.

5. ***Anneaux visibles en lumière blanche.*** — Si l'on confie à un débutant le réglage d'un étalon de Fabry-Perot, il peut lui arriver la mésaventure suivante. Afin d'obtenir un parallélisme grossier, il utilisera une source à l'infini *peu étendue*, située sur l'axe, et observera les images multiples données par l'étalon. Ayant amené ces images en coïncidence sur l'axe, il aura la satisfaction d'observer, autour de la source des anneaux, fins et assez lumineux, ressemblant à s'y méprendre aux *anneaux à l'infini du Fabry-Perot* à centre clair. Pour peu qu'il ait utilisé une source dite « monochromatique » et qu'il soit doué d'un certain optimisme, il croira avoir réglé — par chance — son Fabry-Perot tout à la fois au parallélisme et à l'épaisseur donnant le centre clair. Le meilleur moyen de le détromper sera peut-être de lui montrer que ces anneaux existent encore, même s'il utilise une source, toujours *peu étendue*, de lumière blanche.

La figure 32 reproduit de tels anneaux. On a dû interposer un filtre (Wratten 61 N) pour supprimer la lumière intégralement transmise par les miroirs multidiélectriques en dehors de la région de pouvoir réflecteur élevé. Les anneaux de

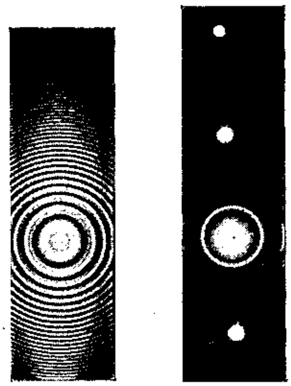
a b

FIG. 32. — Comparaison des anneaux classiques de Fabry-Perot et des anneaux de diffusion ; écartement des miroirs, 3,5 mm environ. a) Lampe à vapeur de mercure Cooper-Hewitt + filtre Wratten vert ; durée de pose, 0,5 s. b) Trou- source, lumière blanche + filtre Wratten vert ; durée de pose, 30 s.

Fabry-Perot — les vrais — photographiés à titre de comparaison montrent bien l'identité des répartitions angulaires.

La comparaison du noircissement sur les anneaux de diffusion et sur les images parasites, dues aux réflexions sur les faces avant et arrière du Fabry-Perot, donne une idée de l'intensité du phénomène.

La visibilité de ces anneaux en lumière blanche s'interprète facilement : la lumière parvenant à l'étalon sous l'angle α_0, on aura des maxima de diffusion pour toutes les valeurs de λ, λ', λ'', ... qui rendent $T_F(\alpha_0, \lambda)$ maximum. Les maxima principaux de diffusion auront lieu pour les valeurs de β qui rendent $T_F(\beta, \lambda)$ maximum *pour ces mêmes longueurs d'onde.*

Prenons par exemple $\alpha_0 = 0$. Si nous négligeons les variations des déphasages à la réflexion sur les miroirs en fonction de β, les maxima principaux ont lieu pour

$$\begin{cases} 2\,n\,e = \mathrm{p}\lambda \quad (\mathrm{p} \text{ entier}) & [T_F(\alpha_0, \lambda) \text{ maximum}], \\ 2\,n\,e\left(1 - \dfrac{\beta^2}{2}\right) = (\mathrm{p} + \mathrm{h})\,\lambda & [T_F(\beta, \lambda) \text{ maximum}]; \end{cases}$$

donc $\beta^2/2 = \mathrm{h/p}$, avec $\mathrm{h} = 0, 1, 2, \ldots$, qui s'écrit aussi $2ne\,(\beta^2/2) = \mathrm{h}\lambda$, λ prenant seulement les valeurs λ', λ'', ... La dispersion des anneaux sera donc celle des anneaux de Newton d'ordre 0 au centre ; ils seront observables en lumière blanche. En fait, la lumière diffusée dans ces anneaux sera du blanc d'ordre supérieur, à spectre cannelé, donné sensiblement par $T_F(\alpha_0, \lambda)$.

Si, au lieu de $\alpha_0 = 0$, nous étions parti d'une valeur quelconque de α_0, nous aurions trouvé des anneaux analogues, la frange achromatique correspondant toujours à $\alpha_0 = \beta$, la dispersion étant donnée par $\beta - \alpha = \mathrm{h}\lambda/2ne\,\mathrm{tg}\alpha$.

Ceci nous explique la facilité avec laquelle ces anneaux sont observables : la loi de répartition de β dépend au même titre de h et de λ, $2ne$, $\mathrm{tg}\alpha$; comme les anneaux brillants correspondent à $\mathrm{h} = 0, 1, 2, \ldots$, quels que soient λ, $2ne$ et $\mathrm{tg}\alpha$, il faut des variations relatives importantes de ces diverses grandeurs, dans l'étendue du faisceau utilisé, pour diminuer sensiblement la visibilité des franges.

Pour les observer, il suffit de placer l'œil derrière deux lames semi-réfléchissantes quelconques, amenées à un parallélisme grossier, par exemple posées l'une sur l'autre sans précaution spéciale, et d'observer une source éloignée, peu étendue. La source est entourée de franges bien visibles sur quelques ordres ; la frange achromatique passe toujours par la source ; les franges sont des anneaux ou, si la source est éloignée de l'axe, des portions d'anneaux, centrés sur la normale à la lame, avec une répartition angulaire d'anneaux à l'infini de Fabry-Perot.

Remarque. — Ces franges se rattachent à un type connu, décrit par exemple dans le traité d'Optique de Mascart [34] : si la face avant d'une lame de verre, argentée sur la face arrière, est recouverte de buée, on observe en réflexion des franges très brillantes, centrées sur la normale à la lame ; dans ce cas simple, elles peuvent s'interpréter comme franges d'interférence de deux sources synchrones, au voisinage de l'axe qui les joint, avec différence de marche nulle dans la direction de réflexion régulière. Les franges de diffusion du Fabry-Perot sont une extension de ce phénomène au cas des réflexions multiples.

3. **Applications.** — *1.* Ces franges sont aussi visibles avec les semi-argentures classiques. La diffusion pourrait donc expliquer certaines divergences entre les résultats des différents auteurs, relatives aux argentures semi-transparentes ; on sait que la structure des couches minces dépend considérablement des conditions de préparation. Il serait intéressant de reprendre des mesures d'absorption des couches minces d'argent et de les comparer aux mesures de diffusion.

2. Nous avons vu que si l'intensité de la diffusion dans une certaine direction β est $D_{\alpha,\beta}$ dans le cas d'un seul miroir, elle devient $D_{\alpha,\beta}\ (T_F/T_M)_\alpha\ (T_F/T_M)_\beta$ dans le cas d'un Fabry-Perot ; pour les directions des maxima principaux de diffusion $D_{\alpha,\beta}\ (T_F/T_M)_\alpha\ (T_F/T_M)_\beta$ est beaucoup plus grand que $D_{\alpha,\beta}$; il y a une véritable concentration sur les anneaux de l'énergie diffusée. Ceci permet de déceler et d'étudier les diffusions superficielles très faibles qui nous intéressent ; la méthode s'appliquerait certainement aussi à d'autres problèmes : état de surface, corrosion, étude du polissage.

4. **Flux total diffusé.** — Pour comparer l'importance de la diffusion et celle de l'absorption proprement dite des substances, il nous faut mesurer le flux diffusé dans tout l'espace et le comparer aux flux incident, transmis et réfléchi.

*1. **Mesure du flux total diffusé.*** — La courbe du paragraphe VI.2.*2* nous donne l'indicatrice d'émission de la surface diffusante. Nous allons en déduire le flux total diffusé dans tout l'espace. Le phénomène observé est de révolution puisque $\alpha = 0$.

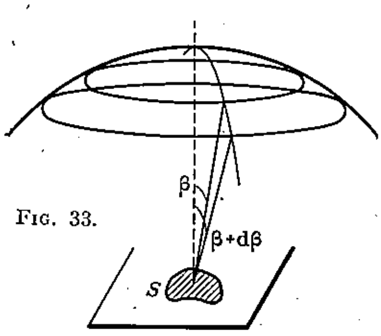

FIG. 33.

Soit $B(\beta)$ la luminance de la surface diffusante S observée dans la direction β (fig. 33) ; le flux reçu par la cellule, à travers un diaphragme vu de S sous l'angle solide $\delta\Omega$, est $I(\beta) = B(\beta)\ S \cos\beta\ \delta\Omega$.

Le flux total rayonné dans tout l'espace par la même surface S est

$$J = \int_0^\pi B(\beta)\ S\ 2\pi \cos\beta \sin\beta\ d\beta = \int_0^\pi \frac{I(\beta)}{\delta\Omega}\ 2\pi \sin\beta\ d\beta.$$

Dans le cas de la figure 28, on a rapporté $I(\beta)$ au flux transmis par le filtre dont le facteur de transmission était $T_F = 0{,}59$; $\delta\Omega$ était sous-tendu par un diaphragme de $1{,}2 \times 0{,}5$ cm, situé à 10 cm de S ; le faisceau ainsi délimité couvrait sensiblement toute la photocathode. $\int I(\beta) \sin \beta \, d\beta$ pris entre 4° et 90° donne 290 mm² pour des échelles de 1 mm/° et 1 mm/10^{-5} T_F. On obtient ainsi $J = 6\,\%$ du flux incident, mesuré par défaut, puisque le maximum central ne peut être mesuré, au-dessous de $\beta = 4°$.

2. ***Comparaison aux mesures d'absorption.*** — Pour le même filtre, nous avons mesuré le pouvoir réflecteur $\mathcal{R}_E$ et l'absorption $\mathcal{A}_E$ correspondant au maximum de transmission $\mathcal{T}_E$ en incidence normale, avec l'appareil de Dufour [6] légèrement modifié ; nous avons trouvé $\mathcal{T}_E = 59\,\%$, $\mathcal{R}_E = 25\,\%$, $\mathcal{A}_E = 16\,\%$. La diffusion mesurée représente donc environ le tiers de l'absorption apparente. Ce résultat confirme l'importance de la diffusion.

Pour faire le bilan des pertes justifiées jusqu'ici, il nous faut calculer l'absorption globale $\mathcal{A}_E$ due à l'absorption intrinsèque dans le cas d'un filtre interférentiel réel. Le détail de ce calcul est reporté en annexe ; le résultat en est assez simple : au voisinage du maximum de transmission, pour un filtre réel, on a

$$\frac{A_F}{T_F} \simeq 2\,\frac{A_M}{T_M} + 2\,\frac{k_A}{T_M}\,\varphi,$$

avec $\varphi = 4\pi ne/\lambda$, e étant l'épaisseur de la couche médiane. En particulier on doit avoir

$$\frac{\mathcal{A}_E}{\mathcal{T}_E} \simeq \frac{2A_M}{T_M} + \frac{2k_A}{T_M}\,\varphi,$$

où k_A est le facteur d'absorption de la couche médiane. Si l'on décompose A_M en une partie due à l'absorption intrinsèque et une partie due à la diffusion :

a) Partie due à la diffusion.

$$\mathcal{A}_E = 6\,\%, \quad \mathcal{A}_E/\mathcal{T}_E = 0{,}06/0{,}59 \simeq 0{,}1, \quad A_M/T_M = 0{,}5$$

et si on prend pour T_M la valeur théorique 7,5 % pour 6 couches (confirmée par la mesure de la bande passante du filtre $\Delta\lambda = 15$ Å qui correspondrait, pour un Fabry-Perot idéal, à $R_M = 0{,}91$) on en déduit la valeur de A_M due à la diffusion : $A_M \simeq 0{,}35\,\%$, ce qui est en bon accord avec les mesures (fig. 11) relatives au Fabry-Perot à lame d'air.

b) Partie due à l'absorption intrinsèque. Il reste à justifier $\mathcal{A}_E = 10\,\%$. Nous avons vu que, dans le cas d'un filtre, on aurait $A_M = 1{,}4 . 2\pi k$, donc

$$\frac{\mathcal{A}_E}{\mathcal{T}_E} \simeq \frac{2}{T_M}\,(1{,}4\,\pi k + \varphi k_A),$$

k étant le « facteur d'absorption moyen » pour chacun des miroirs.

Ici, nous avons un filtre du neuvième ordre, donc $\varphi = 18\,\pi$; admettons $k_A = k$:

$$\frac{\mathcal{A}_E}{\mathcal{T}_E} \simeq \frac{2k}{T_M}\,19{,}4\,\pi\,;$$

pour justifier $\mathcal{A}_E = 10\,\%$, on devrait donc avoir $k \simeq 10^{-4}$.

Ceci nous montre que les absorptions intrinsèques admises jusqu'ici sont encore trop élevées.

Nous avons repris les mesures sur d'autres filtres ; pour le même type de filtre on retrouve bien les mêmes résultats (sur trois filtres, $\mathcal{A}_E = 15\ \% \pm 2\ \%$, $\mathcal{T}_E = 62\ \% \pm 3\ \%$ et, pour la lumière diffusée, $J = 6\ \% \pm 1\ \%$).

On pourrait penser que l'absorption intrinsèque est uniquement due à la cryolithe. Il est malheureusement impossible d'obtenir des filtres d'ordre élevé à couche médiane de cryolithe ; pour les ordres 2 ou 3 auxquels on est limité, les filtres à couche médiane de cryolithe donnent des rappors $\mathcal{A}_E/\mathcal{T}_E$ comparables à ceux des filtres à couche médiane de ZnS ; or on vient de voir que la forme générale de $\mathcal{A}_E/\mathcal{T}_E$ est

$$\frac{2\pi}{T_M}\,(1{,}4\,k + \mathrm{p}\,k_A).$$

Si l'on suppose $k_B \gg k_H$, on a

$$k \simeq k_B\,\frac{n_B}{n_H + n_B} \simeq 0{,}37\,k_B$$

et $\mathcal{A}_E/\mathcal{T}_E$, en passant d'un filtre d'ordre 3 à couche médiane de ZnS à un filtre d'ordre 3 à couche médiane de cryolithe, devrait être multiplié par $\dfrac{1{,}4\,k + 3\,k_B}{1{,}4\,k + 3\,k_H} \simeq 7.$

Une telle différence n'a jamais été observée.

Nous devons donc admettre que les absorptions sont, aussi bien pour la cryolithe que pour ZnS, sensiblement inférieures à celles que nous avons admises comme limite supérieure : $k \leqslant 10^{-3}$. De telles valeurs de k donnent, pour un filtre interférentiel, une participation non négligeable à l'absorption globale ; elles interviennent essentiellement par l'absorption de la couche médiane.

Si nous isolons l'absorption A_M *des miroirs*, nous voyons que l'absorption intrinsèque n'y apporte qu'une contribution faible : pour $k = 10^{-4}$ trouvé précédemment, on aurait $A_M \simeq 10^{-3}$, alors qu'on a trouvé pour la partie due à la diffusion $A_M \simeq 3{,}5 \cdot 10^{-3}$.

Le bilan des absorptions, pour un filtre interférentiel ZnS-cryolithe, peut donc se résumer ainsi :

1° une absorption due à la couche médiane, importante du fait des multiples traversées, sensible dès que le facteur d'absorption k est de l'ordre de 10^{-4} ;

2° une absorption due aux miroirs, dont la partie principale est due à la diffusion et dont une fraction plus faible ($\leqslant 1/4$) est due à l'absorption des substances.

Pour un Fabry-Perot à lame d'air, où la couche médiane est dépourvue d'absorption, on voit que la diffusion jouera le rôle principal.

Si nous nous reportons aux divers résultats expérimentaux trouvés jusqu'ici nous voyons que

1° les absorptions $A_M > 0{,}5\ \%$, allant jusqu'à $5\ \%$, trouvées pour le Fabry-Perot à lame d'air, semblent très élevées par rapport à l'absorption $A_M = 0{,}35\ \%$ correspondant à l'énergie diffusée dans l'air pour un filtre interférentiel ;

2° cette énergie diffusée, mesurable pour un filtre interférentiel d'ordre élevé, semble disparaître dans le cas des filtres d'ordre faible : les anneaux de diffusion, correspondant déjà à $\beta \simeq 70°$ pour un filtre du neuvième ordre, ne sont plus visibles pour un filtre du troisième ordre.

La première objection peut être levée, au moins en partie, si l'on tient compte de l'absorption de la lumière diffusée, lors des réflexions multiples, dans la couche médiane du filtre interférentiel.

La seconde nous montre que notre étude de la diffusion est incomplète.

Nous allons voir, en discutant les divers processus de diffusion possibles, qu'une partie importante de l'énergie diffusée peut être finalement absorbée.

5. **Autres processus de diffusion.** — Le raisonnement du paragraphe VI.1 admet implicitement qu'un miroir multidiélectrique peut se décomposer en petits éléments de surface à l'intérieur desquels les déphasages ρ, ρ', θ sont constants, les fluctuations $\delta\rho$, $\delta\rho'$, $\delta\theta$ entraînant la diffusion.

Ce même raisonnement peut être appliqué à l'ensemble constituant le Fabry-Perot ou à chacune des couches constituant un miroir. Nous envisagerons ces deux possibilités.

1. ***Fluctuations du déphasage pour l'onde transmise par le Fabry-Perot.*** — On sait que la phase θ_F de l'onde transmise par le Fabry-Perot, donnée par $t_F = \dfrac{t_M^2\, e^{-i\varphi/2}}{1 - r_M^2\, e^{-i\varphi}}$, varie de $\pi/2$ pour une variation de φ correspondant à la largeur de la courbe d'Airy ($\Delta\varphi = 2\pi/\mathcal{F}$) ; le calcul exact donnerait, au voisinage du sommet,

$$\delta\theta_F \simeq \frac{\mathcal{F}}{\pi}\, \delta\varphi.$$

Les déphasages ρ_M aux deux réflexions sur les miroirs jouent le même rôle que φ. Si la somme de ces déphasages présente des fluctuations $2\,\delta\rho_M$, θ_F présentera des fluctuations $(2\mathcal{F}/\pi)\delta\rho_M$; l'onde transmise correspondant à une onde plane incidente présentera les fluctuations de phase $(2\mathcal{F}/\pi)\delta\rho_M$; on doit donc observer une certaine diffusion au voisinage du maximum central de transmission.

Il ne s'agit pas là, en fait, d'un phénomène nouveau : il est inclus dans le raisonnement du paragraphe VI.1.*1* et correspond au maximum de diffusion $\beta = \alpha$. Nous avons en effet considéré que l'amplitude diffusée dans la direction β est la résultante des amplitudes diffusées par les ondes successives 1, 2, 3, ... déphasées de 0, φ, 2φ, ... par rapport à la première ; dans la direction $\beta = \alpha$, ces ondes ont bien pour résultante $(t_F)_\alpha$. On doit donc retrouver sensiblement le même résultat en considérant les ondes successives ou en considérant l'onde résultante, *tant qu'on se limite à la diffusion sous de très petits angles* correspondant à l'anneau central de transmission, c'est-à-dire tant qu'on se limite aux défauts de grande surface.

Notons que l'influence des défauts de grande surface sur l'onde résultante est rigoureusement équivalente à celle d'une aberration du système optique placé *après* le Fabry-Perot ; elle se traduira par une certaine perte de finesse et de transparence. Son étude sortirait du cadre que nous nous sommes fixé. D'ailleurs l'étude des « facteurs géométriques », dont font partie les aberrations du système optique placé après le Fabry-Perot, a déjà été faite dans le cas de l'éclairage incohérent [4, 6]. On sait que la distinction entre éclairage cohérent et éclairage incohérent n'apporte pas de grands changements dans les résultats obtenus concernant les aberrations des systèmes optiques.

*2. **Diffusion par les microdéfauts.*** — Si la diffusion par les défauts larges est limitée aux très petits angles, la diffusion par les défauts de dimensions transversales de l'ordre de λ s'étend jusqu'aux très grands angles.

Comme ces défauts, localisés sur les interfaces entre des milieux d'indice n_H ou n_B, tous deux supérieurs à 1, diffusent à l'intérieur de ces milieux, jusque vers des angles voisins de 90°, on pourra séparer l'énergie diffusée en deux fractions :

l'une, diffusée sous les angles $\beta < \Lambda$ (Λ étant l'angle limite de réfraction dans le milieu intéressé), pourra effectivement sortir des couches multiples : elle participera à la formation des anneaux de diffusion ;

l'autre, diffusée sous des angles $\beta > \Lambda$, sera réfléchie totalement à l'interface miroir-air, support-air ou miroir-support, elle se propagera, par réflexions totales successives, comme dans un guide d'onde, à l'intérieur des couches ; après un trajet de l'ordre de $\lambda/4\pi k$, elle sera en pratique totalement absorbée.

L'existence de cette diffusion au delà de l'angle limite est confirmée expérimentalement par des expériences analogues à celles de Bousquet [35]. On dépose un filtre interférentiel d'ordre élevé sur une face d'un prisme à réflexion totale ou sur la face plane d'une lentille demi-boule ou demi-cylindre. En éclairant la couche côté air, on constate que la diffusion reste intense jusqu'à l'émergence rasante, c'est-à-dire au delà des angles limites de réfraction cryolithe-air et verre-air.

On peut calculer, pour un élément de surface S diffusant vers un milieu d'indice n, l'étendue totale intérieure au cône d'angle au sommet Λ (voir § VI.3.*1*)

$$\int_0^{\Lambda} S \cos\beta \, 2\pi \sin\beta \, d\beta = \frac{\pi}{2} S \Big| -\cos 2\beta \Big|_0^{\Lambda} = \pi S \sin^2 \Lambda \, ,$$

alors que l'étendue totale offerte est $\frac{\pi}{2} S \Big| -\cos 2\beta \Big|_0^{\pi} = \pi S$.

La fraction $\sin^2 \Lambda = 1/n^2$ représente la fraction de l'énergie diffusée vers le milieu extérieur, si l'on suppose que la diffusion suit la loi de Lambert.

Pour ZnS, $1/n^2 \simeq 1/5$, pour la cryolithe $1/n^2 \simeq 1/1{,}8$. Une fraction importante de l'énergie diffusée par les microdéfauts peut donc être finalement absorbée, après diffusion hors de l'angle limite.

En conclusion de cette étude de la diffusion, on peut dire ceci : les irrégularités d'épaisseur entraînent un phénomène général de diffusion dont les conséquences dépendent étroitement des dimensions transversales des irrégularités. Pour les défauts très larges, ce phénomène se réduit à une aberration géométrique ; pour les défauts de dimensions transversales inférieures, on observe la diffusion d'une partie de l'énergie incidente, concentrée sur des anneaux parasites, extérieurs à l'étendue du faisceau incident. Quand les dimensions transversales des défauts diminuent, une fraction croissante de l'énergie diffusée reste emprisonnée dans les couches, par réflexion totale ; cette dernière fraction de l'énergie incidente est finalement absorbée.

Les effets des défauts très larges, s'ils sont gênants dans *l'utilisation* du Fabry-Perot, ne modifient rien aux résultats des chapitres précédents ; ils n'interviennent pas dans nos mesures de transparence et de finesse. Par contre, les défauts de petites dimensions transversales entraînent une absorption apparente d'énergie dont une partie seulement pourra être retrouvée sous forme de lumière diffusée à l'extérieur des couches.

Si nous nous reportons au bilan de l'absorption précédemment établi, nous pouvons le compléter comme suit, dans le cas des miroirs à couches multidiélectriques :

1° *l'absorption intrinsèque ne joue qu'un rôle secondaire, elle n'intervient que pour une fraction inférieure au dixième dans l'absorption globale :*

2° *la diffusion joue le rôle principal, elle se divise en une diffusion « externe » et une diffusion « interne » d'importances comparables.*

Dans le cas des filtres interférentiels, ces conclusions restent valables pour les « miroirs », mais l'absorption intrinsèque de la couche médiane peut entraîner une perte de luminosité importante, du fait de la grande épaisseur effectivement traversée par les rayons.

CONCLUSION

Nous nous étions proposé d'interpréter les propriétés des couches multiples diélectriques, utilisées comme miroirs semi-transparents pour l'interféromètre de Fabry-Perot, et éventuellement de les améliorer.

Nous pouvons grouper les résultats obtenus en deux catégories : ceux relatifs aux épaisseurs des couches supposées uniformes, ceux relatifs à l'absorption et à la diffusion par les défauts superficiels.

1. *Epaisseurs des couches supposées uniformes.* Si ces épaisseurs s'écartent de $\lambda/4$, il en résulte en général, pour une longueur d'onde imposée à l'avance, une perte relative de finesse non négligeable. Cette perte croît sensiblement comme le nombre q de couches. Il est donc indispensable, pour obtenir des finesses élevées, d'utiliser un procédé précis de contrôle des épaisseurs lors de la préparation des couches. La méthode que nous avons utilisée a permis des progrès sensibles à cet égard.

Cette perte de finesse n'influence pas l'absorption ; c'est donc un procédé pour réaliser des finesses intermédiaires entre les finesses théoriques correspondant aux nombres entiers de couches d'épaisseur rigoureusement égale à $\lambda/4$.

Nous avons accessoirement dégagé des relations simples donnant la finesse et le contraste de l'étalon de Fabry-Perot pour des miroirs à nombre quelconque de couches.

2. *Absorption intrinsèque et diffusion.* L'absorption diminue à la fois la finesse et la transparence. Elle conduit à une absorption A_M des miroirs indépendante du nombre de couches et de leur épaisseur, tant que celle-ci reste voisine de $\lambda/4$. La diffusion par les irrégularités superficielles joue un rôle plus important que l'absorption intrinsèque, dans le cas des couches ZnS-cryolithe, pour le milieu du spectre visible. Elle entraîne une absorption apparente peu reproductible, croissant en moyenne avec le nombre de couches.

Il serait donc indispensable, pour améliorer encore les résultats obtenus, d'étudier et d'améliorer les propriétés diffusantes des couches utilisées. Pour cette étude, l'étalon de Fabry-Perot, en « concentrant » la lumière diffusée sur des anneaux à l'infini, se révèle un instrument de choix.

Actuellement nous pouvons préparer pour le visible des couches multidiélectriques répondant aux conditions suivantes : pouvoir réflecteur 97 % (finesse 100), transmission 2,25 %, absorption 0,75 % (transparence 50 %) l'absorption se répartissant, environ par moitié, entre la diffusion « externe » et la diffusion « interne ».

Nous ne saurions terminer cet exposé sans remercier de leur appui Mr Gondet et Mr Quevron, ainsi que le personnel des Laboratoires de Bellevue et, plus spécialement, le personnel du Laboratoire Aimé Cotton, qui ont en maintes occasions facilité notre travail.

ANNEXE

Les facteurs de transmission et de réflexion d'un Fabry-Perot sont de la forme

$$t_F = \frac{t_{01}\, t_{12}\, e^{-i\varphi/2}}{1 - r_{10}\, r_{12}\, e^{-i\varphi}}, \quad r_F = \frac{r_{01} + (t_{01} t_{10} - r_{01} r_{10})\, r_{12}\, e^{-i\varphi}}{1 - r_{01}\, r_{12}\, e^{-i\varphi}}.$$

Dans le cas des absorptions nulles $t_{01}\, t_{10} - r_{01} r_{10} = \varepsilon = \pm 1$; en effet $|t_{01}\ t_{10} = T_M$ et $|r_{01}\, r_{10}| = R_M$ avec, d'autre part, $2\theta_{01} = 2\theta_{10} = \rho_{01} + \rho_{10} + (2k + 1)\pi$, montrent que $|t_{01}\, t_{10} - r_{01}\, r_{10}| = 1$; ε aura le même signe que $- r_{01}\, r_{10}$. Nous admettrons que l'on a encore $t_{01}\, t_{10} - r_{01}\, r_{10} = \varepsilon$ dans le cas des absorptions faibles qui nous intéressent et que les divers coefficients restent réels ; on a alors

$$\frac{1 - R_F}{T_F} = 1 + \frac{A_F}{T_F} =$$

$$= \frac{(1 - r_{01} r_{10} e^{-i\varphi})\ (1 - r_{01} r_{10} e^{+i\varphi^*}) - (r_{01} + \varepsilon\, r_{12}\, e^{-i\varphi})\ (r_{01} + \varepsilon\, r_{12}\, e^{+i\varphi^*})}{t_{01}^2\, t_{12}^2\, e^{i(\varphi - \varphi^*)/2}}$$

φ^* étant le conjugué de φ avec

$$\varphi = (1 - i\, k)\, \varphi_0, \quad \varphi^* = (1 + i\, k)\, \varphi_0, \quad i\, (\varphi - \varphi^*) = -2\, k\, \varphi_0 \ll 1,$$

$$1 + \frac{A_F}{T_F} = \frac{(1 - r_{10}^2)\ (1 - r_{12}^2\, e^{-2k\varphi_0})}{T_{01}\ T_{12}\ e^{-k\varphi_0}} = \left(1 + \frac{A_{10}}{T_{10}}\right) \frac{e^{k\varphi_0} - R_{12}\, e^{-k\varphi_0}}{T_{12}},$$

avec $e^{k\varphi_0} \simeq 1 + k\varphi_0$,

$$1 + \frac{A_F}{T_F} = \left(1 + \frac{A_{10}}{T_{10}}\right) \left[1 + \frac{A_{12}}{T_{12}} + \frac{k\varphi_0}{T_{12}}\, (1 + R_{12})\right];$$

si $R_{12} \simeq 1$

$$\frac{A_F}{T_F} \simeq \frac{A_{10}}{T_{10}} + \frac{A_{12}}{T_{12}} + \frac{2k\varphi_0}{T_{12}}.$$

Si l'on tient compte du fait que les divers coefficients sont complexes et si l'on pose

$$t_{01}\, t_{10} - r_{01}\, r_{10} = \varepsilon\, (1 - A)\ e^{i\psi},$$

on n'introduit que des termes négligeables tant que $\sin^2(\varphi_0/2) \simeq 1$.

Cette relation se vérifie bien expérimentalement ; nous avons pris pour cela plusieurs filtres interférentiels et mesuré, autour de $\varphi_0 = 2k\pi$, c'est-à-dire au voisinage de la bande passante, ses absorption et transmission. On trouve bien pour $A_F(T_F)$ une droite passant sensiblement par l'origine.

La forme de cette relation nous montre que, même si le filtre doit être considéré comme un assemblage de filtres juxtaposés ayant leur maximum de transmission pour des longueurs d'onde voisines, on aura encore

$$\frac{\mathcal{A}_E}{\mathcal{T}_E} \simeq 2\,\frac{A_M}{T_M} + 2\,k\,\frac{\varphi_0}{T_M}\,.$$

Références

[1] C. Dufour, *Rev. Opt.*, t. **24**, 1945, p. 11.
[2] P. Jacquinot & C. Dufour, *Jl Recherches CNRS*, t. **6**, 1948, p. 91.
[3] J. Brochard, R. Chabbal, H. Chantrel & P. Jacquinot, *Jl Phys.* [8], t. **13**, 1952, p. 433.
J. Blaise & H. Chantrel, *Ibid.*, t. **14**, 1953, p. 135.
J. Blaise, R. Chabbal & P. Jacquinot, *Ibid.*, t. **15**, 1954, p. 749.
J. Blaise, *Zeits. Physik*, t. **141**, 1955, p. 87.
J. Blaise, Rydberg centennial Conference, *Lunds U. Arsskrifts*, t. **50**, 1955, p. 89.
H. Chantrel, *Ibid.*, t. **50**, 1955, p. 89.
J. Brochard, R. Chabbal, H. Chantrel & P. Jacquinot, *C. r. Ac. Sc.*, t. **241**, 1955, p. 935.
[4] R. Chabbal, *Jl Recherches CNRS*, t. **24**, 1953, p. 138.
[5] P. Jacquinot & C. Dufour, *Jl Phys.* [8], t. **11**, 1950, p. 427.
[6] C. Dufour, Thèse, *Ann. Physique*, t. **6**, 1951, p. 5.
[7] D. A. Jackson, *Proc. phys. Soc.* [A], t. **121**, 1928, p. 433.
D. A. Jackson & H. Kuhn, *Ibid.*, t. **167**, 1938, p. 205.
[8] M. Banning, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. **37**, 1947, p. 792.
[9] C. Dufour & R. Picca, *Rev. Opt.*, t. **24**, 1945, p. 19.
[10] S. Penselin & A. Steudel, *Zeits. Physik*, t. **142**, 1955, p. 21.
[11] J. Ring & W. L. Wilcock, *Nature*, t. **171**, 1953, p. 648 et t. **173**, 1954, p. 994.
[12] F. M. Penning & K. Nienhuis, *Rev. techn. Philips*, t. **11**, 1949, p. 116.
[13] R. A. Fisher & J. R. Platt, *Rev. sci. Instrum.*, t. **8**, 1937, p. 505.
[14] C. Dufour, *Le Vide*, t. **3**, 1948, p. 480.
[15] F. Lesquibe & P. Giacomo, *Jl Phys.* [8], t. **14**, 1953, p. 4S.
[16] M. Louvegnies, Diplôme d'Etudes supérieures, Paris, 1955.
[17] P. Giacomo & P. Jacquinot, *Jl Phys.* [8], t. **13**, 1952, p. 59 A.
[18] R. J. Bright. D. A. Jackson & H. Kuhn, *Proc. phys. Soc.* [A], t. **62**, 1949, p. 225.
[19] C. Dufour & A. Herpin, *Rev. Opt.*, t. **32**, 1953, p. 321.
[20] P. Giacomo, *C. r. Ac. Sc.*, t. **235**, 1952, p. 1627.
[21] A. H. Jarrett, *Nature*, t. **169**, 1952, p. 790 ; *Ibid.*, t. **170**, 1952, p. 455 ; *Zeits. Astrophys.*, t. **34**, 1954, p. 91.
[22] H. Kuhn & B. A. Wilson, *Proc. phys. Soc.* [B], t. **63**, 1950, p. 745.
[23] S. A. Schelkunoff, *Bell Syst. techn. Jl*, t. **17**, 1938, p. 17.
F. Abelès, *Jl Phys.* [8], t. **11**, 1950, p. 307.
B. S. Blaisse, *Ibid.*, t. **11**, 1950, p. 315.
[24] P. J. Leurgans, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. **41**, 1951, p. 714.
[25] L. I. Epstein, *Ibid.*, t. **42**, 1952, p. 806.
[26] R. Kronig, B. S. Blaisse & J. J. van der Sande, *Appl. sci. Res.* [B], t. **1**, 1947, p. 63.
[27] P. H. Smith, *Electronics*, 1939, p. 29 et 1944, p. 30.
[28] C. Dufour, *Rev. Opt.*, t. **31**, 1952, p. 1.
[29] F. Abelès, ~~*C. r. Ac. Sc.*, t. **232**, 1951~~, p. 1415.
C. Dufour, *Jl Phys.* [8], t. **11**, 1950, p. 305.
[30] F. Dow Smith, Communication personnelle.
[31] C. Kubawara & K. Isiguro, *Jl phys. Soc. Japan*, t. **7**, 1952, p. 72.
[32] J. F. Hall & W. F. C. Ferguson, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. **45**, 1955, p. 714.
[33] L. Holland & N. J. Newmann, *Rev. sci. Instrum.*, t. **23**, 1952, p. 642.
[34] M. E. Mascart, Traité d'Optique, Paris, 1889, t. **1**, p. 480.
[35] P. Bousquet, *C. r. Ac. Sc.*, t. **237**, 1953, p. 516.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

« Centres F. Centres colorés dans les halogénures alcalins »

Vu et approuvé :
Paris, le 17 *Décembre* 1955
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. PÉRÈS.

Vu et permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean SARRAILH.

3138. — Imprimerie JOUVE, 15, rue Racine, Paris. — 10-1956.