

MEMOIRE

présenté à la

FACULTE DES SCIENCES DE
L'UNIVERSITE DE PARIS

pour obtenir le

DIPLOME D'ETUDES SUPERIEURES DE SCIENCES PHYSIQUES

par

André MENAGE

1er SUJET : Extension de la Spectroscopie par Transformation de Fourier
à des domaines spectraux étendus.

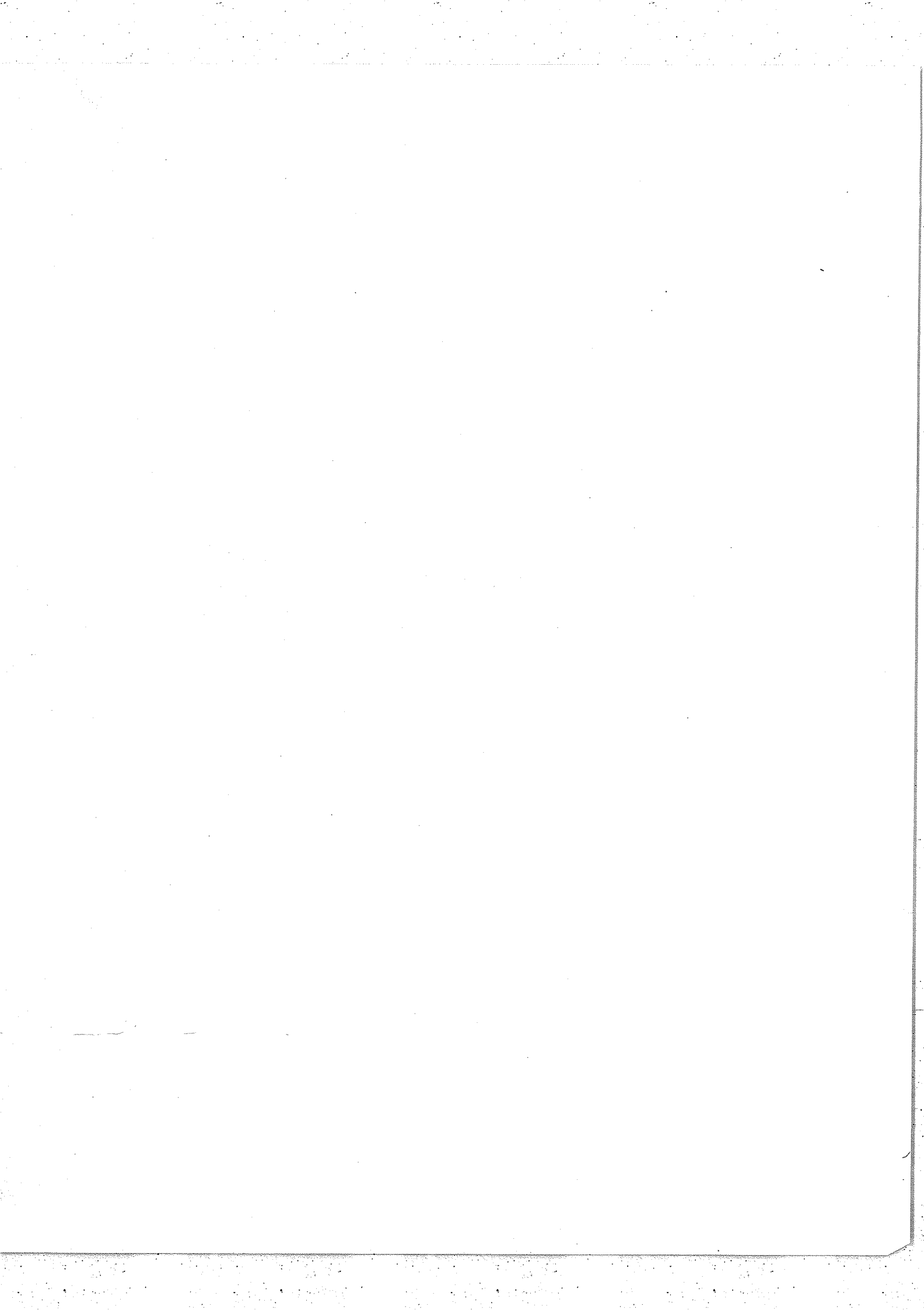
2ème SUJET : Production d'Harmoniques en Optique.

Soutenu le devant la Commission d'Examen.

MM. P. JACQUINOT..... Président

P. CONNES

J. BROCHARD..... Examineurs



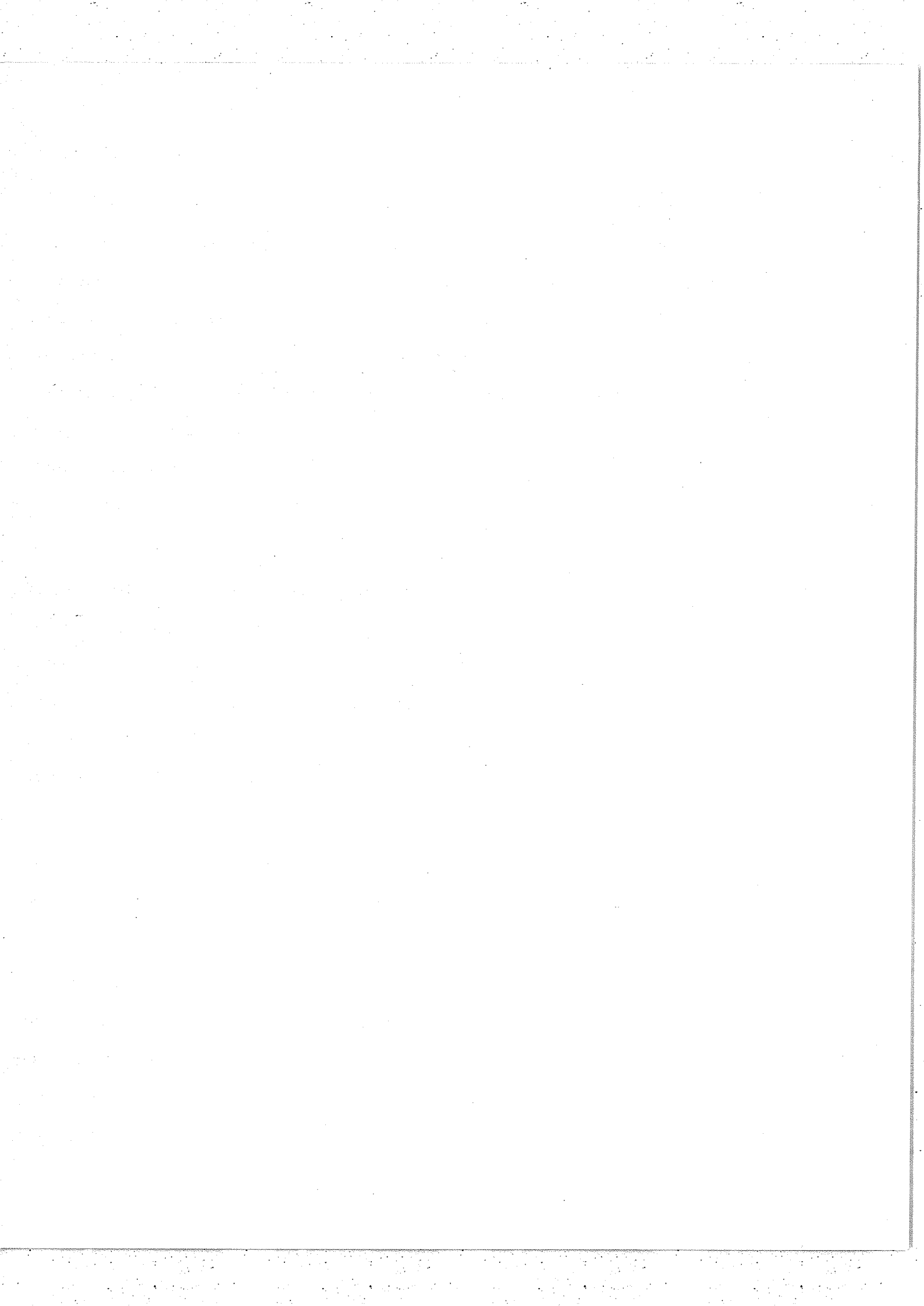
I - INTRODUCTION.

L'introduction de la transformation de Fourier en spectroscopie est déjà ancienne. En 1891, MICHELSON a montré que l'intensité I de la lumière sortant d'un interféromètre à deux ondes à différence de marche variable est la transformée de Fourier en cosinus du spectre de la lumière incidente. Etant donnée la réciprocity de la transformation de Fourier, le spectre de la lumière étudiée peut être obtenu, en principe, en faisant la transformée de Fourier en cosinus de la fonction $I(\delta)$ (dite fonction interférogramme), qui représente les variations de l'intensité sortante I en fonction de la différence de marche δ entre les deux faisceaux interférents.

Mais MICHELSON, n'ayant ni les récepteurs, ni les machines à calculer modernes, ne pouvait enregistrer un interférogramme complet ni en calculer la transformée. Il avait mis au point une méthode reposant sur l'étude de la "visibilité", c'est-à-dire de la fonction-enveloppe de l'interférogramme. D'une part, il devait se limiter à l'étude à très haute résolution d'un domaine spectral très réduit, dont la courbe de visibilité est simple, et d'autre part, comme l'a montré Lord RAYLEIGH, sa méthode n'était sans ambiguïté que dans le cas des raies symétriques.

Il fallut attendre RUBENS et WOOD en 1910 pour obtenir des spectres par une transformation de Fourier de l'interférogramme complet. Le domaine spectral étudié était cependant limité à l'infra-rouge lointain.

En 1954, P. JACQUINOT [1] a montré les avantages actuels de la méthode par transformée de Fourier. Comme dans les méthodes photographiques, on reçoit pendant toute la durée de la mesure, la lumière de tous les éléments spectraux étudiés. Avec un spectromètre explorateur, au contraire, pour un temps T d'enregistrement, chacun des M éléments spectraux est observé pendant un temps T/M . On gagne donc



un facteur M sur le temps d'enregistrement. On a, de plus, un gain de luminosité car l'appareil utilisé admet un flux lumineux beaucoup plus important, à résolution égale, qu'un spectromètre à fente.

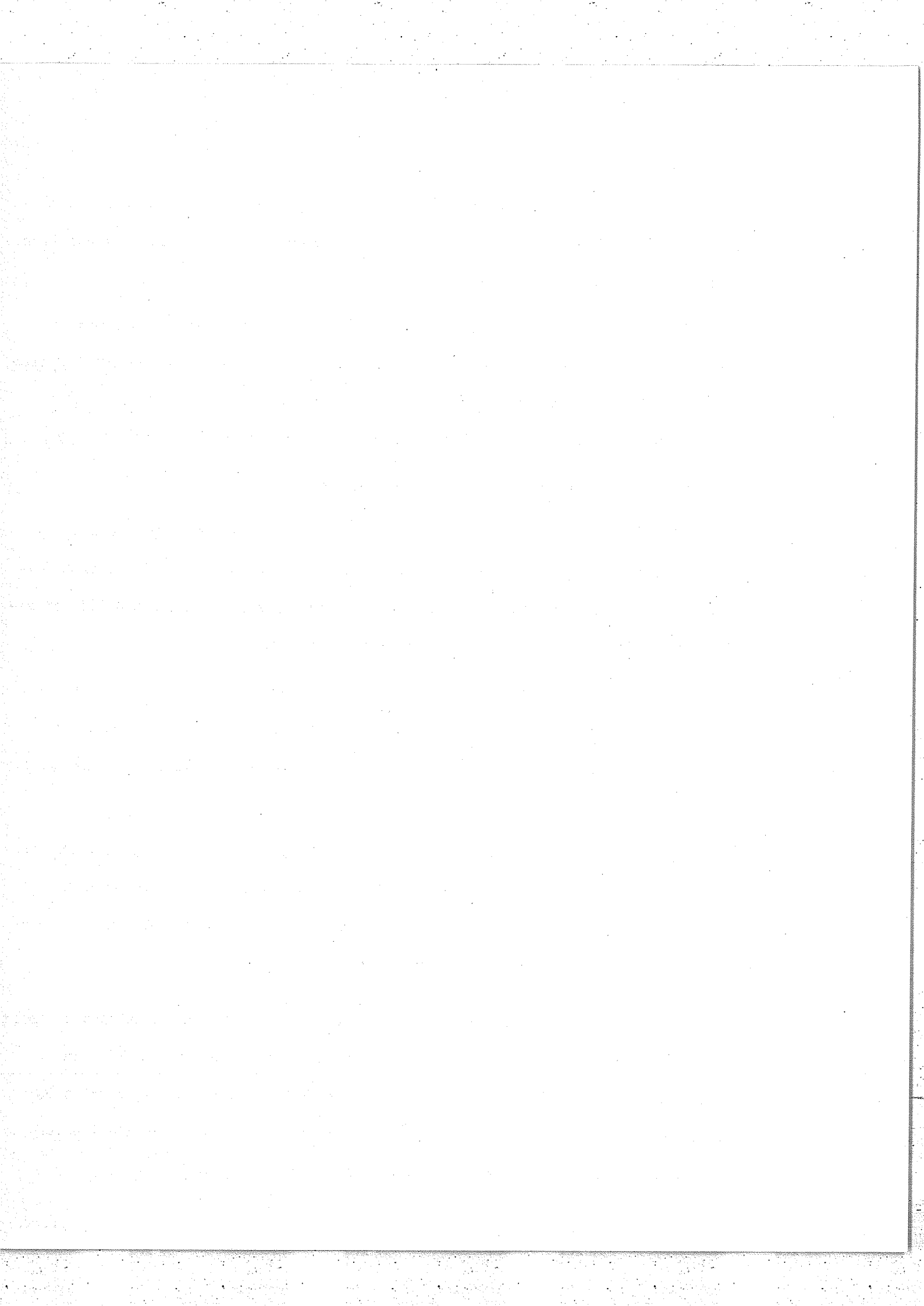
Indépendamment, P.FELLGETT avait été amené aux mêmes conclusions et avait baptisé la méthode : spectroscopie "multiplex". Il l'a appliquée à l'étude à faible résolution d'un spectre stellaire situé dans le proche infra-rouge (1 à 3μ), faite en utilisant un interféromètre de Michelson à trièdres réfléchissants [2].

Depuis, de nombreuses autres réalisations ont suivi :

- J.D. STRONG et G.VANASSE ont construit des réseaux lamellaires à profondeur variable, destinés à travailler dans l'infra-rouge lointain [3]. La transformée de Fourier était obtenue à l'aide d'un calculateur analogique, procédé actuellement abandonné au profit des calculateurs digitaux.
- MERTZ [4] a étudié des spectres stellaires aux environs de 4000 \AA avec un interféromètre à polarisation constitué essentiellement d'une lame biréfringente d'épaisseur variable placée entre polariseurs. Il obtenait ainsi une résolution de l'ordre de 100.

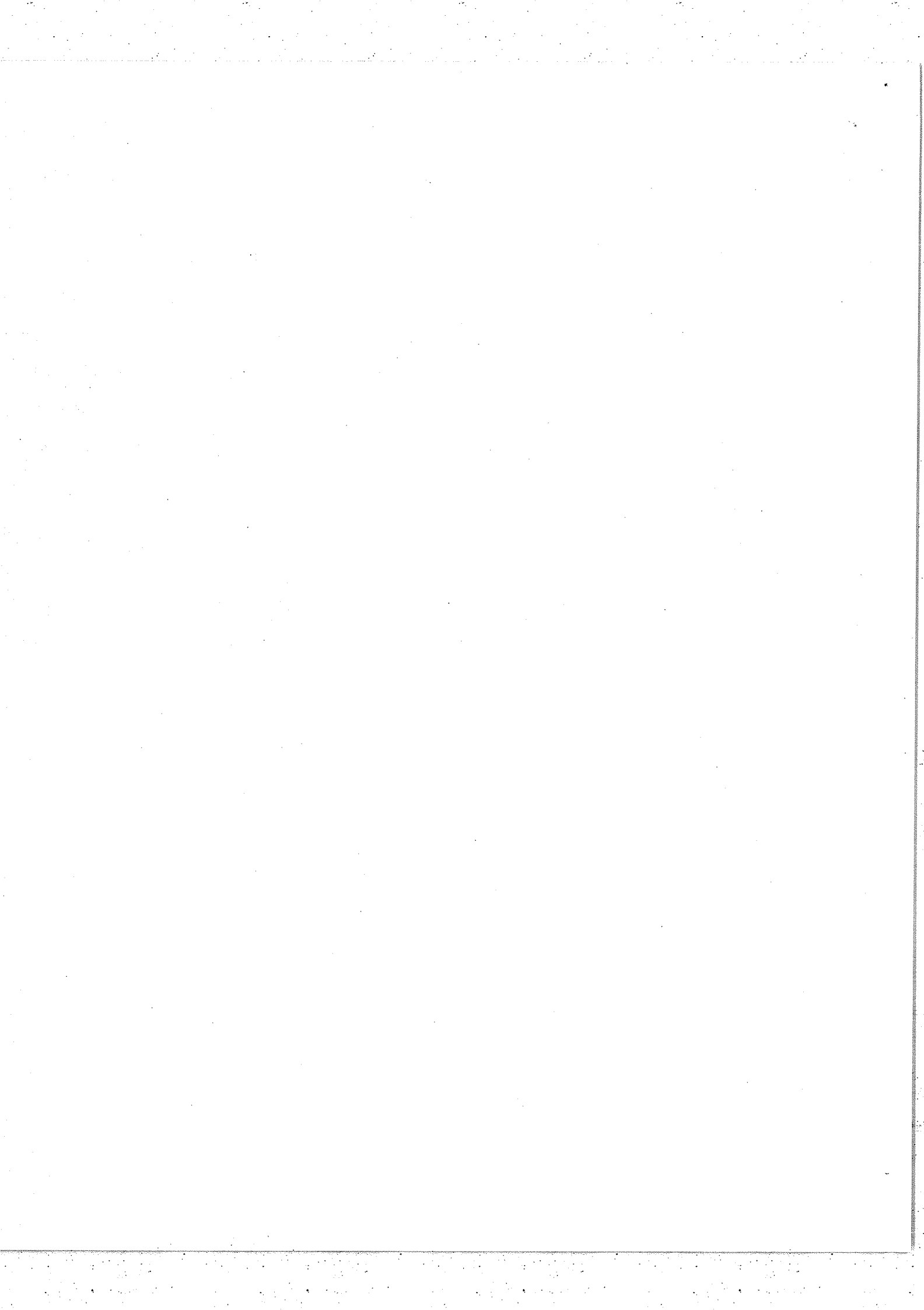
Nous citerons enfin l'étude du spectre du ciel nocturne faite par J.CONNES et H.P.GUSH [5] à l'aide d'un interféromètre de Michelson. La transformée de Fourier (T.F.) était calculée avec une machine I B M 704 et a donné des spectres avec un pouvoir de résolution de l'ordre de 10^3 .

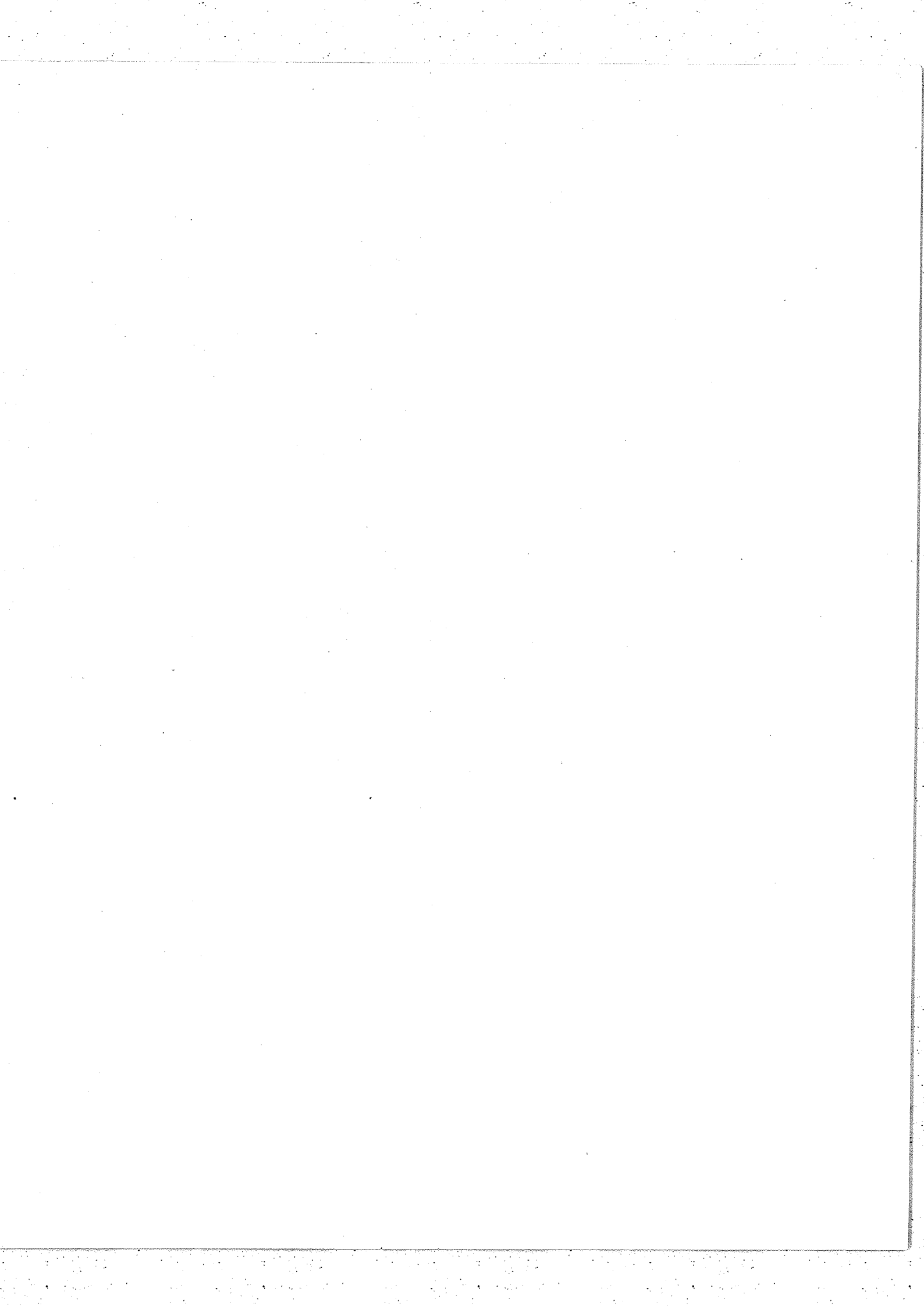
Toutes ces réalisations se limitaient à un domaine spectral relativement étroit et à une résolution moyenne. Actuellement est en construction à BELLEVUE, un interféromètre susceptible d'étudier à haute résolution un domaine spectral très étendu, destiné à l'analyse des spectres d'émission complexes. Mais l'extension du domaine spectral étudié fait apparaître de nouvelles difficultés dues,



notamment, aux défauts d'achromatisme de l'interféromètre ; défauts habituellement négligeables quand on étudie un domaine spectral étroit.

L'objet du présent travail est l'étude de ces défauts d'achromatisme et des possibilités de les compenser. Dans une première partie, nous rappellerons les résultats relatifs à l'interféromètre de Michelson et à son utilisation pour la spectroscopie par transformation de Fourier. Dans une seconde partie, nous étudierons le "chromatisme" de l'interféromètre de Michelson. Enfin, dans une troisième partie, nous décrirons l'interféromètre utilisé pour notre étude expérimentale et donnerons quelques résultats.





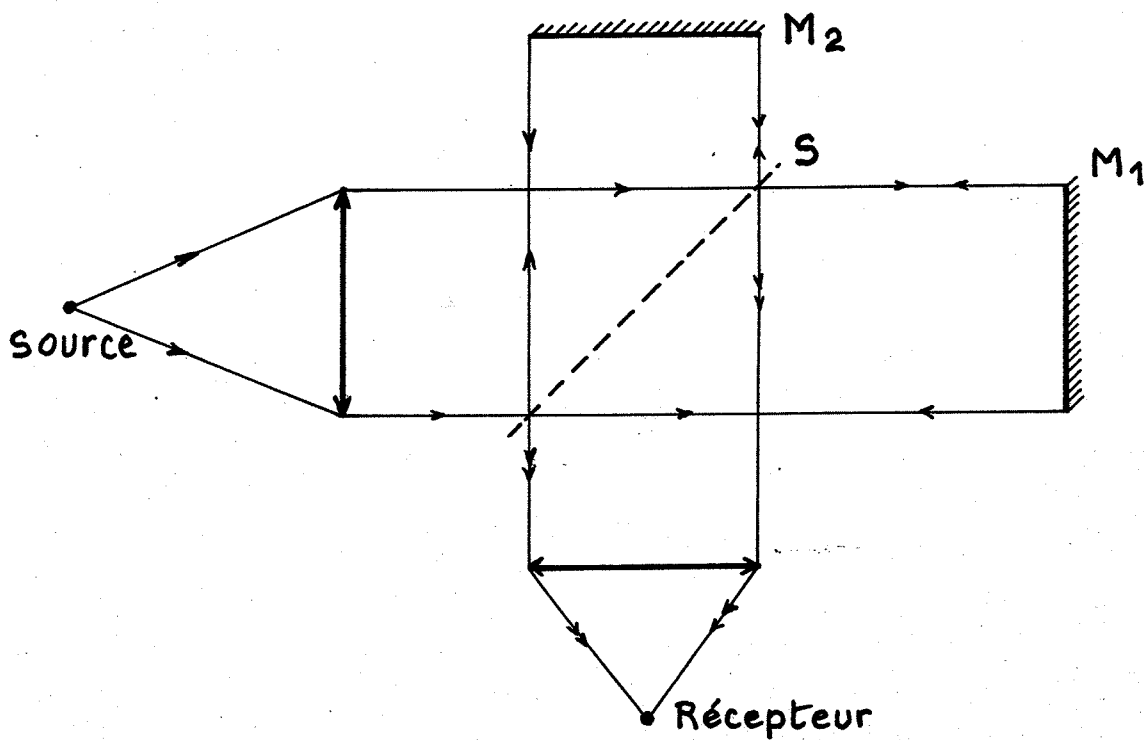


Fig. 1 - Interféromètre de Michelson schématique -

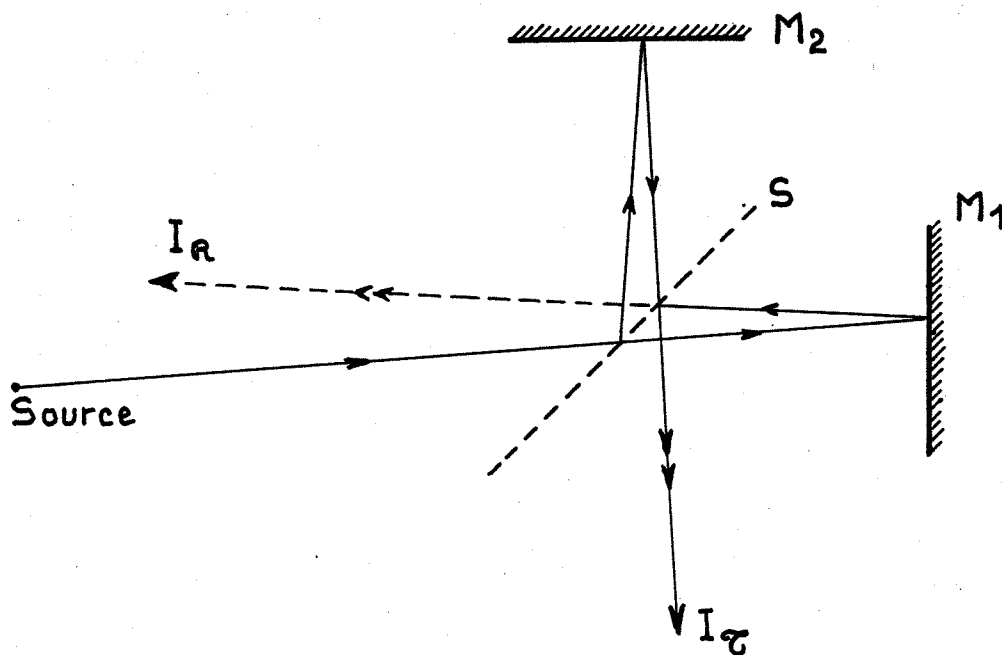


Fig. 2 - Mise en évidence du faisceau réfléchi par l'interféromètre.

II - PRINCIPE DE LA METHODE.

Nous allons rappeler ici les principes généraux de la spectroscopie par transformation de Fourier, en nous limitant aux méthodes utilisant l'interféromètre de Michelson. Nous nous sommes inspirés, pour cet exposé, des calculs faits par J. CONNES [5] .

II,1 - Faisceaux transmis et réfléchis par un interféromètre de Michelson

Imaginons un interféromètre de Michelson schématique (fig.1), formé de deux miroirs M_1 et M_2 dont l'un (M_1) est mobile, et d'une lame semi-réfléchissante S infiniment mince. Les facteurs de réflexion et de transmission de cette lame sont R et T pour l'intensité.

Supposons l'appareil éclairé par une radiation monochromatique de nombre d'onde σ_0 et de luminance B_0 . La lame S divise la vibration en deux parties qu'elle recombina pour les faire interférer alors que l'une aura subi par rapport à l'autre un retard δ égal à la différence des chemins optiques parcourus.

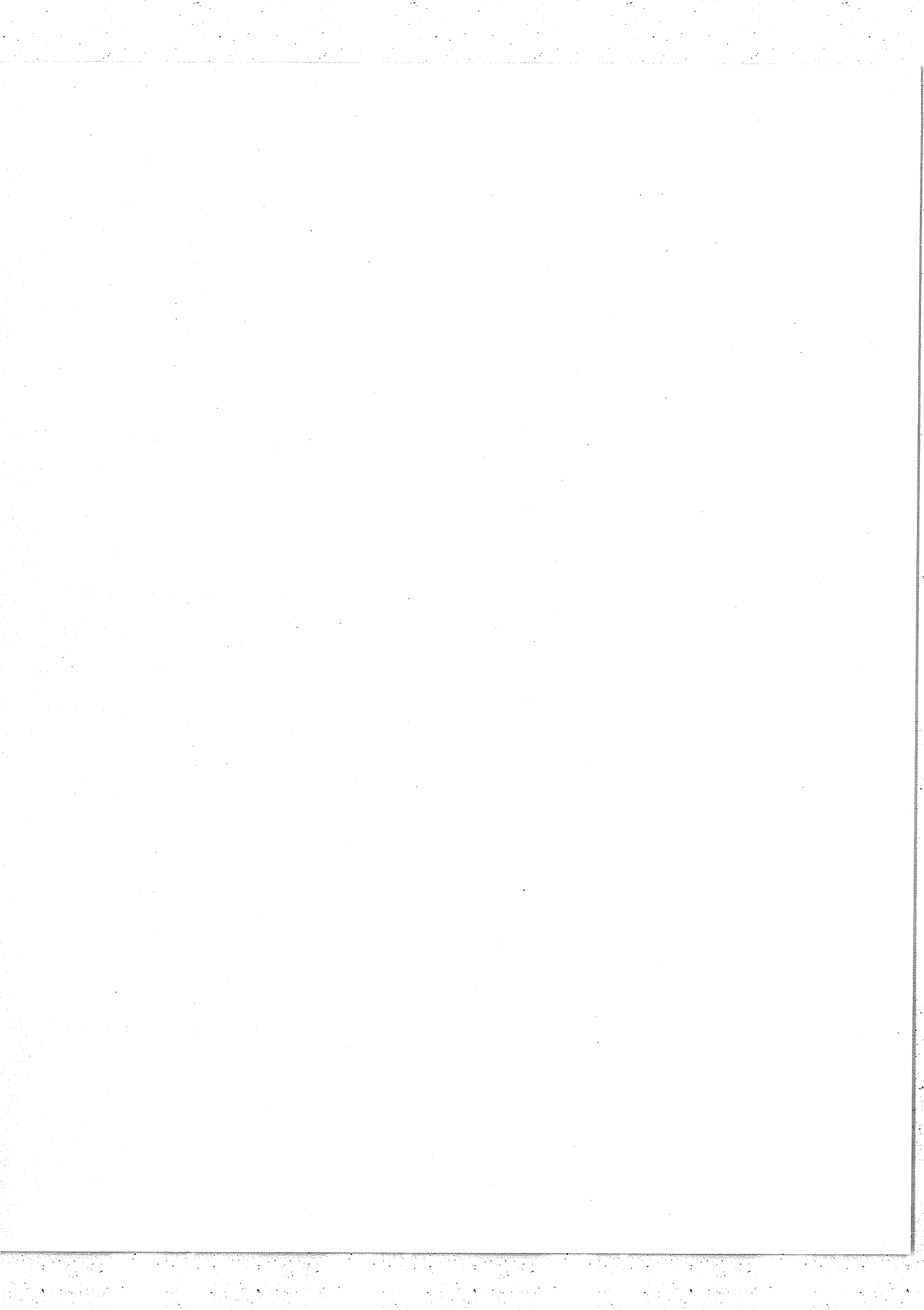
L'amplitude complexe initiale étant A_0 ($A_0 \cdot A_0^* = B_0$), les vibrations interférentes ont comme amplitude :

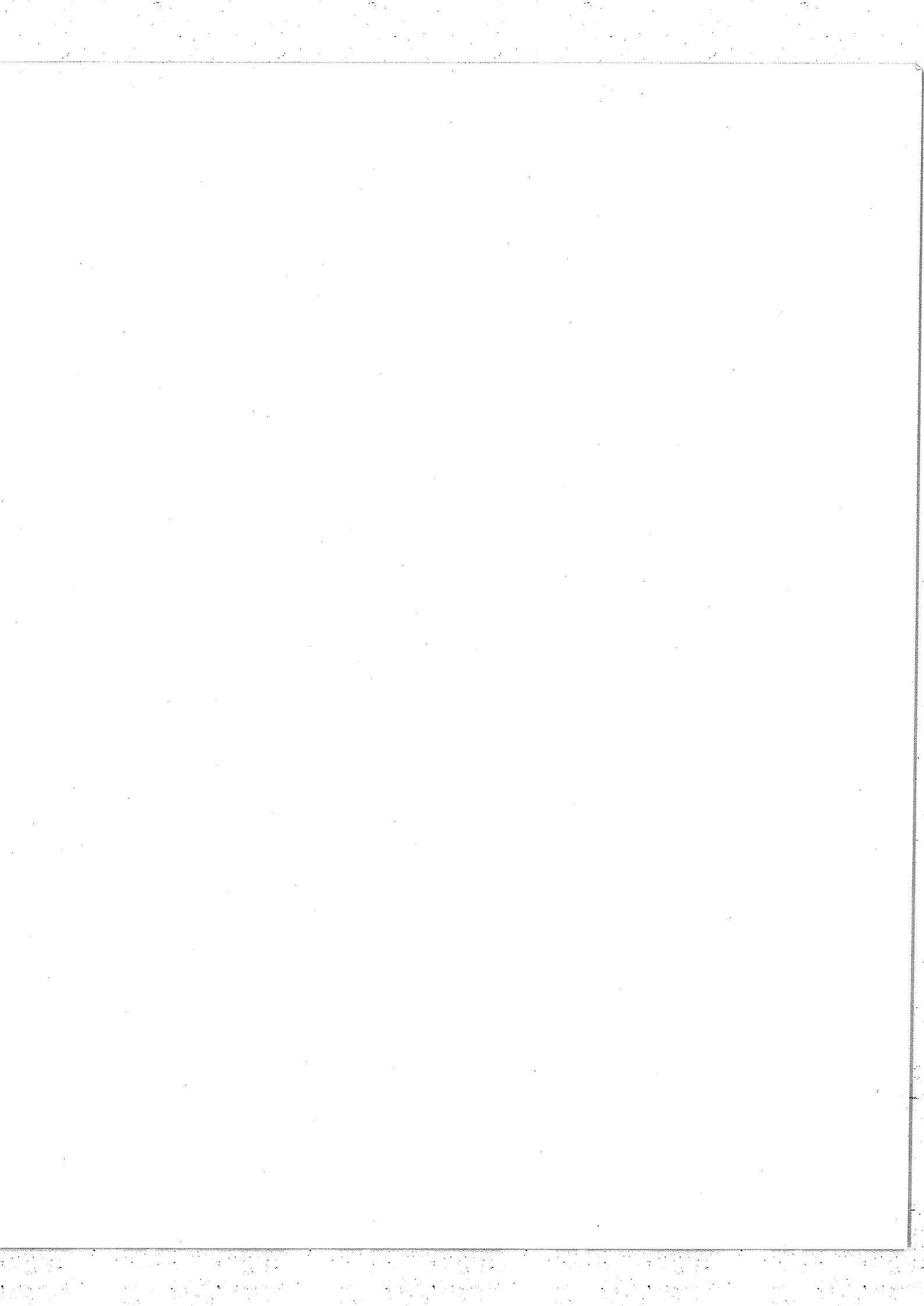
$$\begin{aligned} A' &= A_0 \sqrt{RT} \\ A'' &= A_0 \sqrt{RT} e^{-2\pi j \sigma_0 \delta} \end{aligned}$$

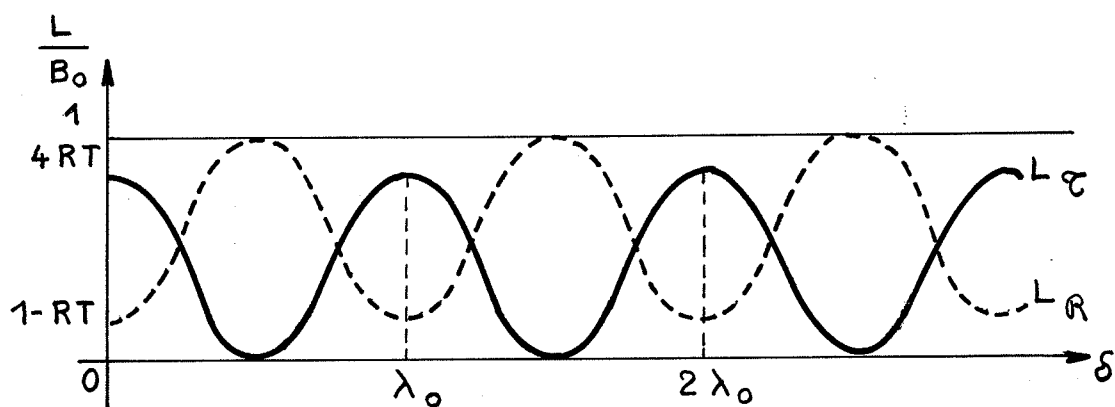
$2\pi\sigma_0\delta$ représente le déphasage φ_0 des deux radiations.

Après interférence, l'amplitude de la vibration résultante, à la sortie de l'interféromètre, est $A_e = A' + A''$

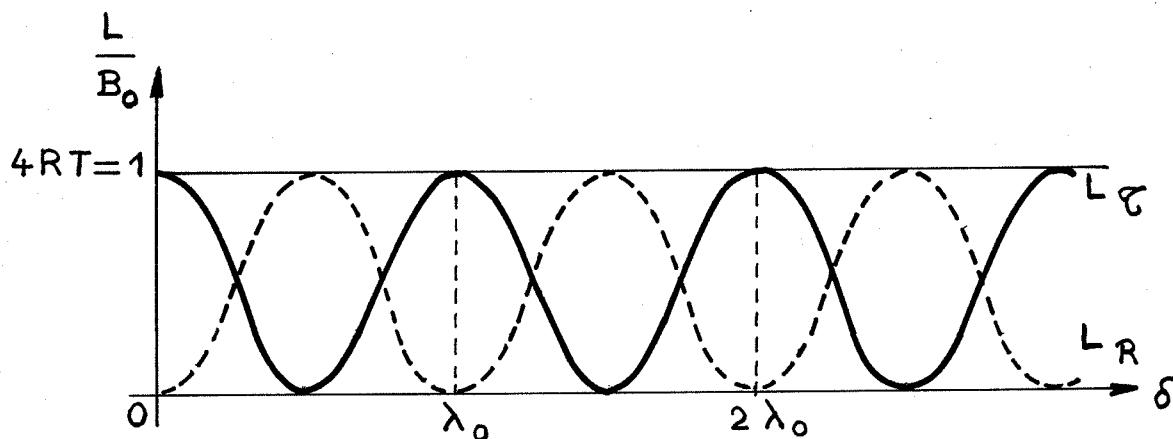
$$A_e = A_0 \sqrt{RT} (1 + e^{-2\pi j \sigma_0 \delta})$$







$$R \neq T$$



$$R = T = 0,5$$

Fig 3.- Variations des Luminances transmises et réfléchies par l'interféromètre.

La luminance transmise par l'interféromètre est donc :

$$L_e = A_e \cdot A_e^* = A_0 \cdot A_0^* RT (1 + e^{-2\pi j \sigma_0 \delta}) (1 + e^{2\pi j \sigma_0 \delta})$$

$$L_e = B_0 \cdot 2RT (1 + \cos 2\pi \sigma_0 \delta) \quad \text{II.1}$$

Cette formule peut encore s'écrire :

$$L_e = B_0 \cdot 4RT \cos^2 2\pi \sigma_0 \delta \quad \text{II.2}$$

La luminance transmise est maximum pour $\delta = k \lambda_0$ avec $\lambda_0 = \frac{1}{\sigma_0}$ (fig.3)

$$L_{e \text{ Max}} = B_0 \cdot 4RT$$

L'interféromètre transmet alors la radiation avec un "facteur de transmission"

$$\mathcal{C} = 4 RT$$

Ce facteur est maximal et égal à 1 si l'absorption de la lame S est négligeable ($R = 1 - T$) et si les coefficients R et T sont égaux.

$$R = T = 0,5$$

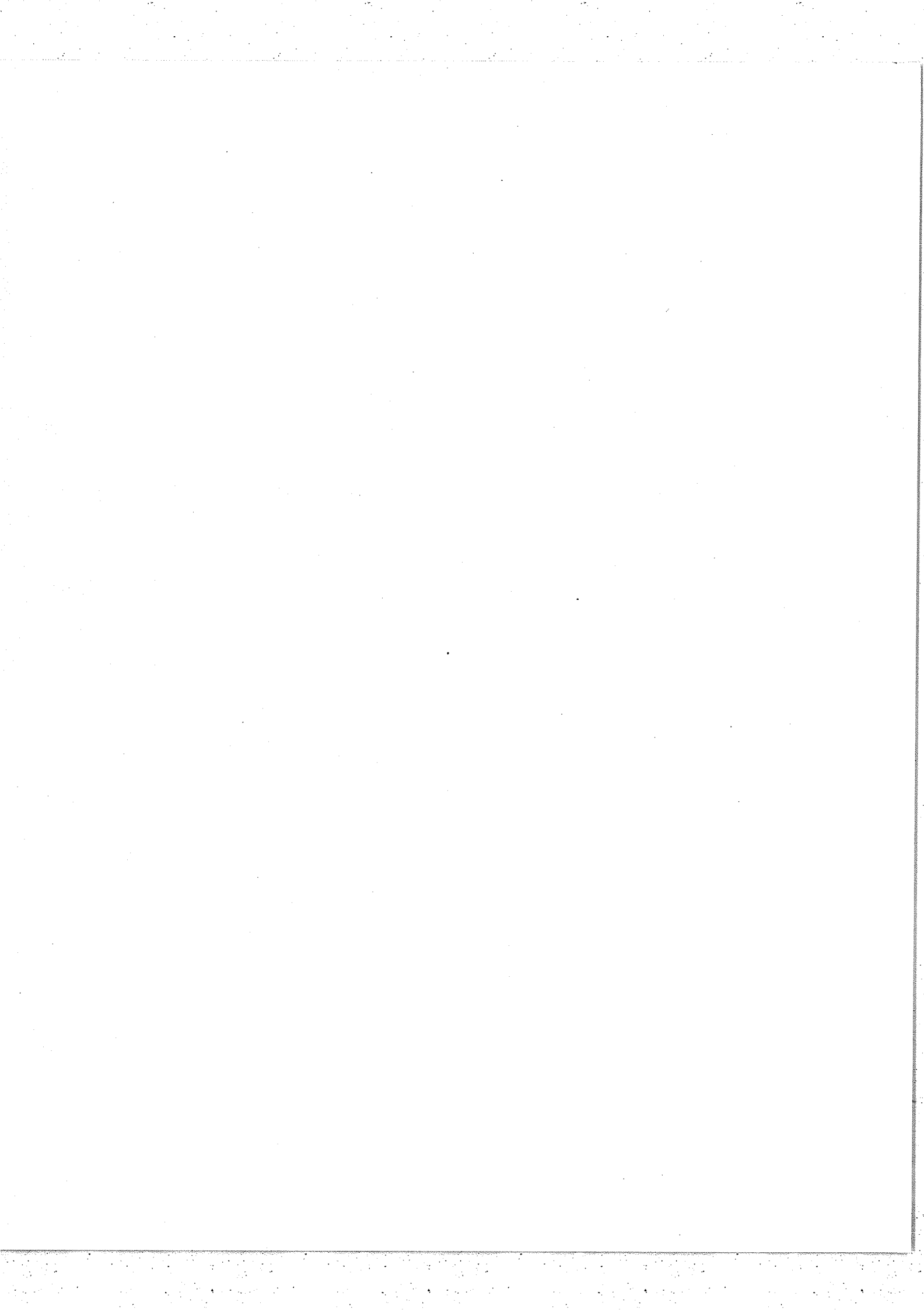
En pratique, on sait effectivement réaliser des lames d'absorption négligeable et p pour lesquelles R et T sont peu différents de 0,5 dans un large domaine.

Il reste d'autre part une partie de la lumière incidente qui n'a^{pas} été transmise. Elle a donc été ou bien absorbée, ou bien réfléchi par l'interféromètre. Nous nous limiterons au cas, pratiquement le plus intéressant, où la couche semi-réfléchissante n'est pas absorbante. On trouve alors un faisceau réfléchi (fig.2) dont la luminance a pour valeur

$$L_r = 1 - L_e = B_0 (1 - 4RT \cos^2 \pi \sigma_0 \delta) \quad \text{(fig.3)}$$

Nous pouvons donc définir également un "facteur de réflexion"

$$\mathcal{R} = 1 - 4RT = 1 - \mathcal{C}$$



Comme R et T, \mathcal{R} et \mathcal{C} dépendent de la lame semi-réfléchissante et de la longueur d'onde λ_0 .

En général, seul le faisceau transmis est utilisé. Cependant, il peut être parfois intéressant d'enregistrer les deux vibrations émergentes et, par exemple, de retrancher leurs intensités.*

II,2 - Application de l'interféromètre de Michelson à la spectroscopie par transformée de Fourier

Posons $B_0 \frac{\mathcal{C}}{2} = B_e$. La formule II.1 devient :

$$L_e = B_e (1 + \cos 2\pi\sigma_0 \delta)$$

La luminance transmise se compose donc d'une partie constante et d'une partie variable $I(\delta)$ appelée "fonction interférogramme".

$$I(\delta) = B_e \cos 2\pi\sigma_0 \delta$$

Lorsque l'interféromètre est éclairé par un spectre quelconque dont la répartition de luminance est $B(\sigma)$, l'interférogramme a la forme :

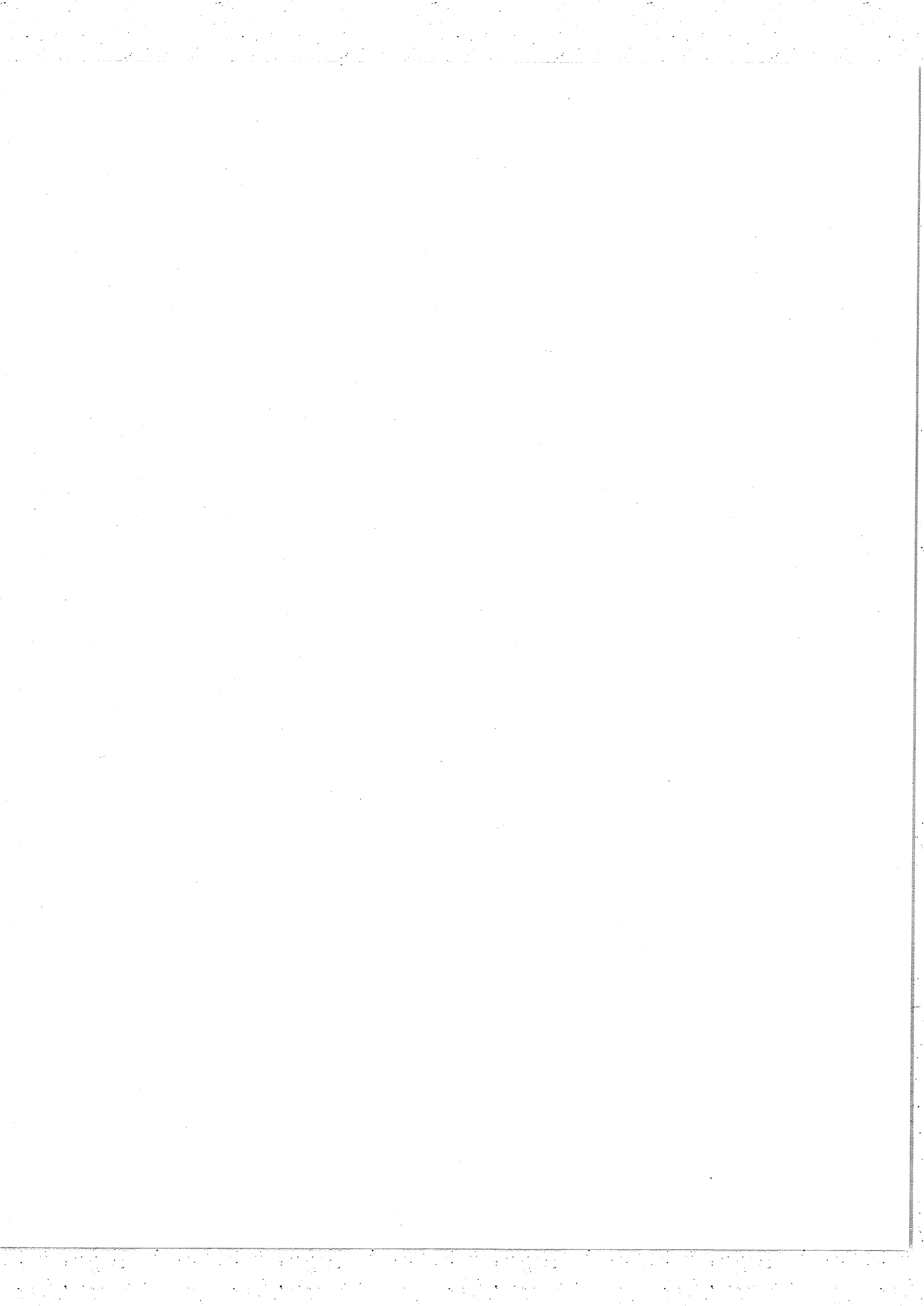
$$I(\delta) = \int_0^{+\infty} B(\sigma) \cos 2\pi\sigma\delta \, d\sigma \quad \text{II.3}$$

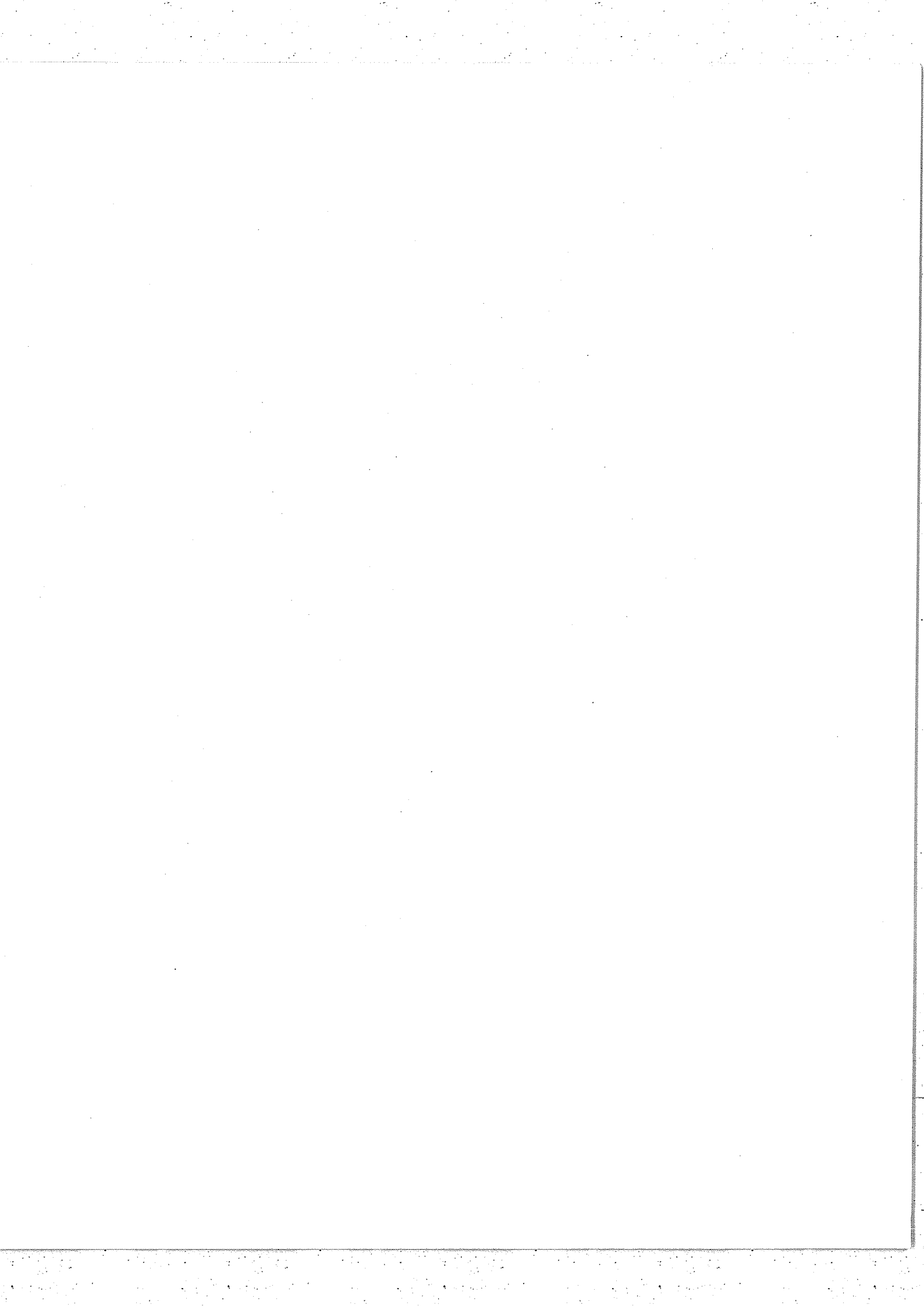
$I(\delta)$ est la transformée de Fourier du spectre $B(\sigma)$. La transformation de Fourier étant une opération réciproque, il suffit, pour reconstituer le spectre, d'effectuer la transformation inverse

$$B(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\delta) \cos 2\pi\sigma\delta \, d\delta \quad \text{II.4}$$

.../...

* - Si $R = 1 - T$ d'une part et $R = T$ d'autre part, la valeur moyenne de -
est nulle. Cette propriété est utilisable pour réaliser un compteur de franges
indépendant des fluctuations d'intensité de la source.





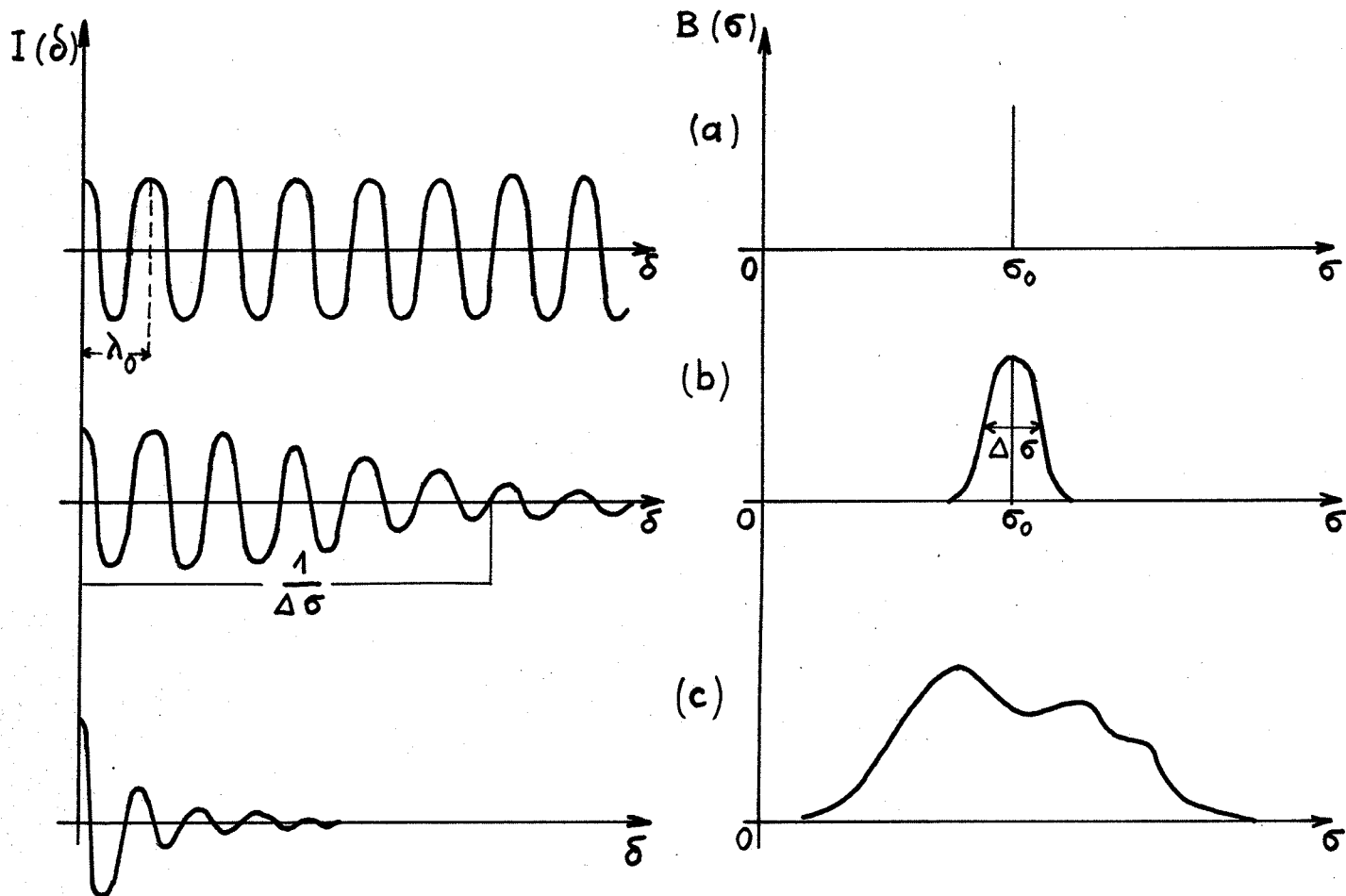


Fig. 4 - Quelques interférogammes et les spectres correspondants.

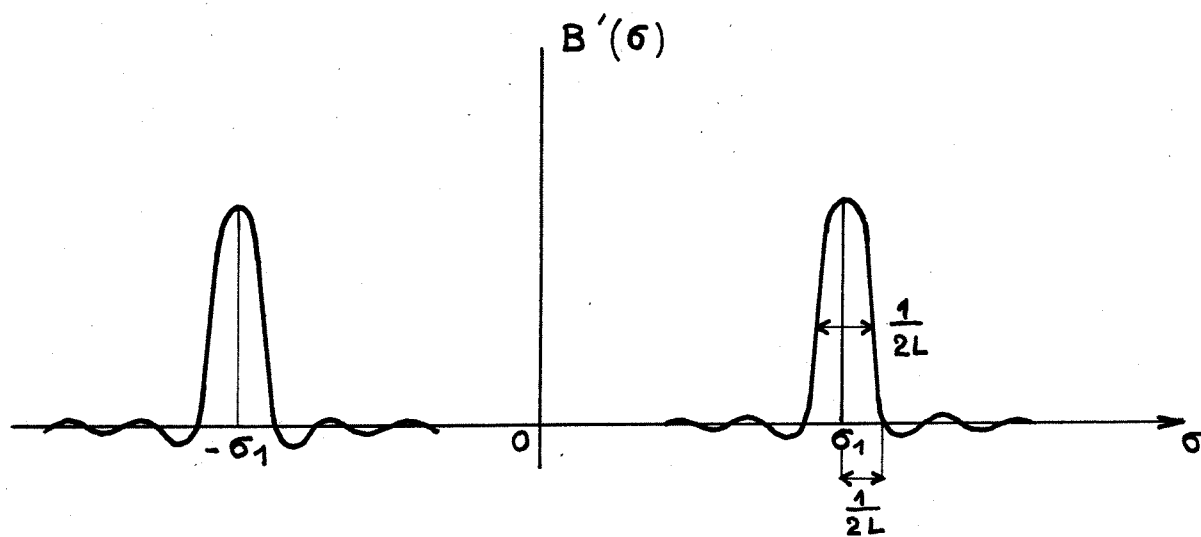


Fig. 5 - Fonction d'appareil théorique.

Cette opération peut se faire par analyse harmonique du signal pendant la mesure, ou à posteriori à partir d'une bande magnétique. On peut encore enregistrer l'interférogramme avec un enregistreur à plume et calculer numériquement la transformée de Fourier.

La figure 4 donne quelques exemples de spectres et les interférogrammes correspondants:

- si la lumière incidente est parfaitement monochromatique et de longueur d'onde λ_0 , $I(\delta)$ est une sinusoïde de période λ_0 , passant par un maximum pour $\delta = 0$ (fig. 4a)
- si la raie utilisée possède au contraire une certaine largeur $\Delta\sigma$ la sinusoïde est amortie et son amplitude devient négligeable pour $\delta \gg \frac{1}{\Delta\sigma}$ (fig. 4b)
- enfin, dans le cas d'un spectre très étendu, l'interférogramme se réduit à quelques franges au voisinage de la d.d.m zéro (fig. 4c)

II,3 - Fonction d'appareil et pouvoir de résolution théoriques.

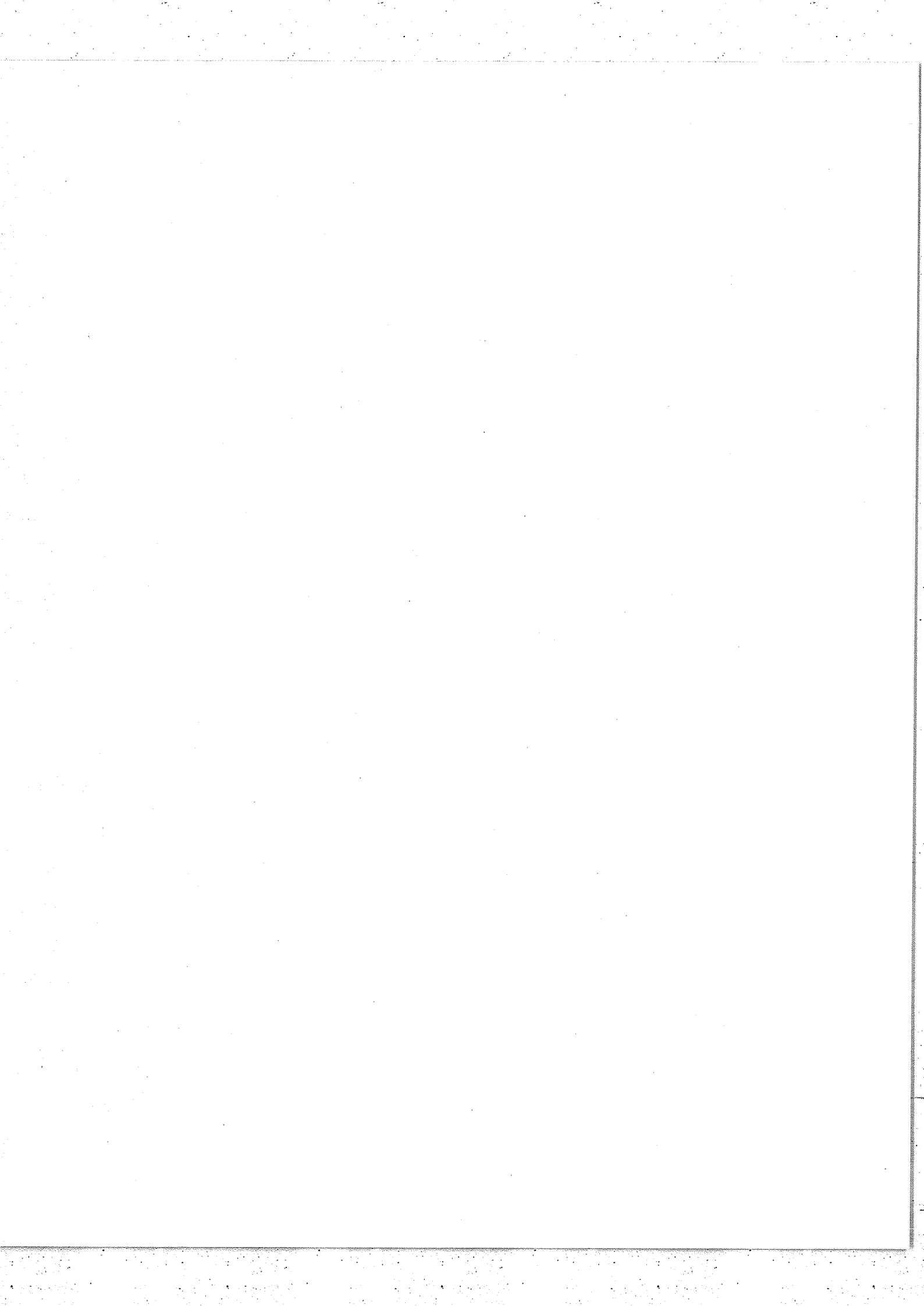
Considérons l'interféromètre de Michelson schématisé de la figure 1.

Il est éclairé par un faisceau de lumière parallèle et chacun des miroirs est rigoureusement parallèle à l'image de l'autre dans la lame séparatrice.

Pour obtenir le pouvoir de résolution et la fonction d'appareil, nous allons supposer, comme il est habituel, l'interféromètre éclairé par une radiation parfaitement monochromatique de nombre d'onde σ_1 . Le spectre étant calculé par la formule II.4, il nous faut connaître $I(\delta)$ de $-\infty$ à $+\infty$. Il suffit pour cela de le connaître de 0 à $+\infty$ puisqu'il est symétrique.

Mais, pratiquement, l'enregistrement de $I(\delta)$ n'est fait que pour δ variant de 0 à L. Le spectre étant symétrique est obtenu par l'opération

$$B'(\sigma) = 2 \int_0^L I(\delta) \cos 2\pi\sigma_1 \delta \cdot d\delta \quad \text{II.5}$$



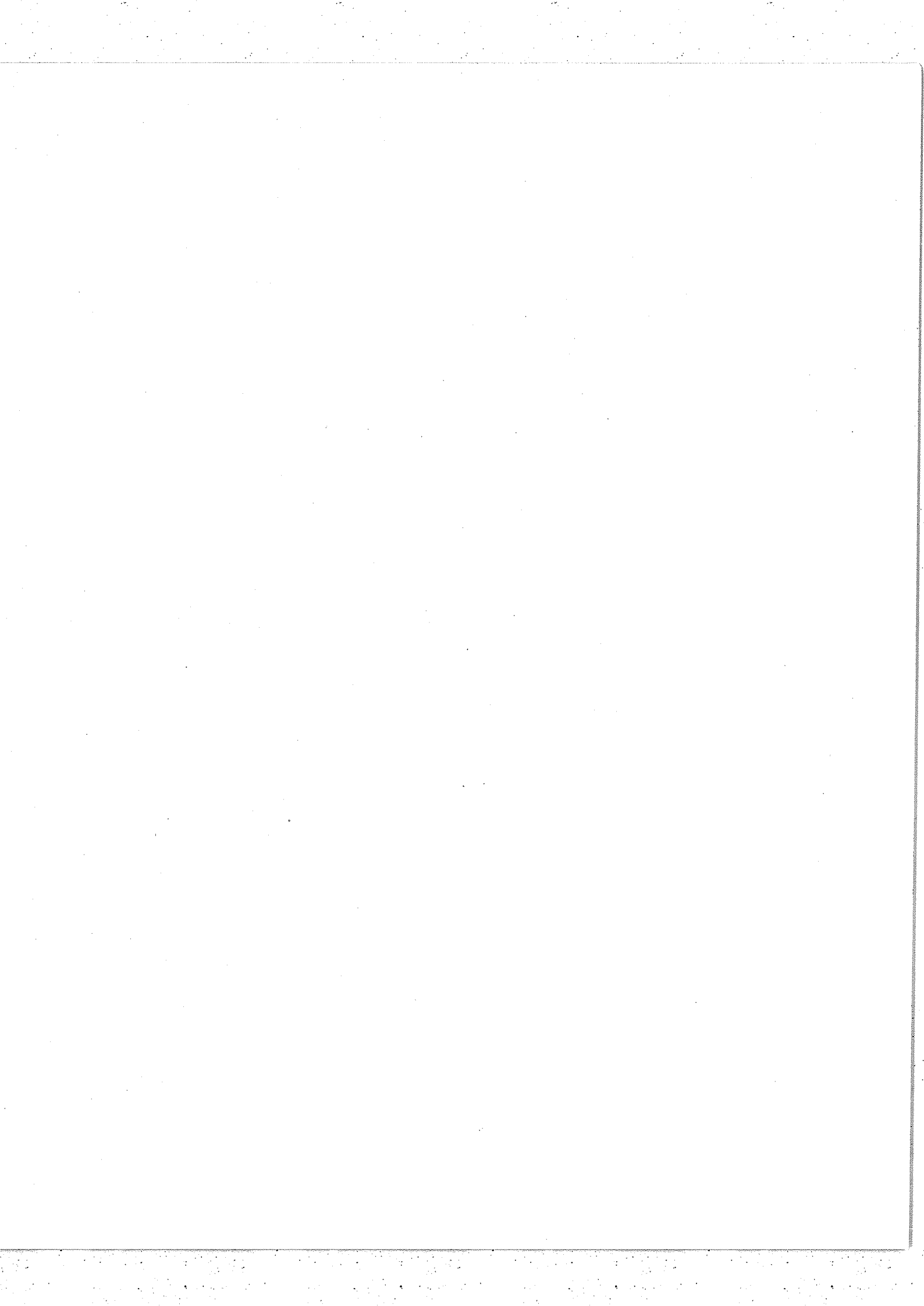
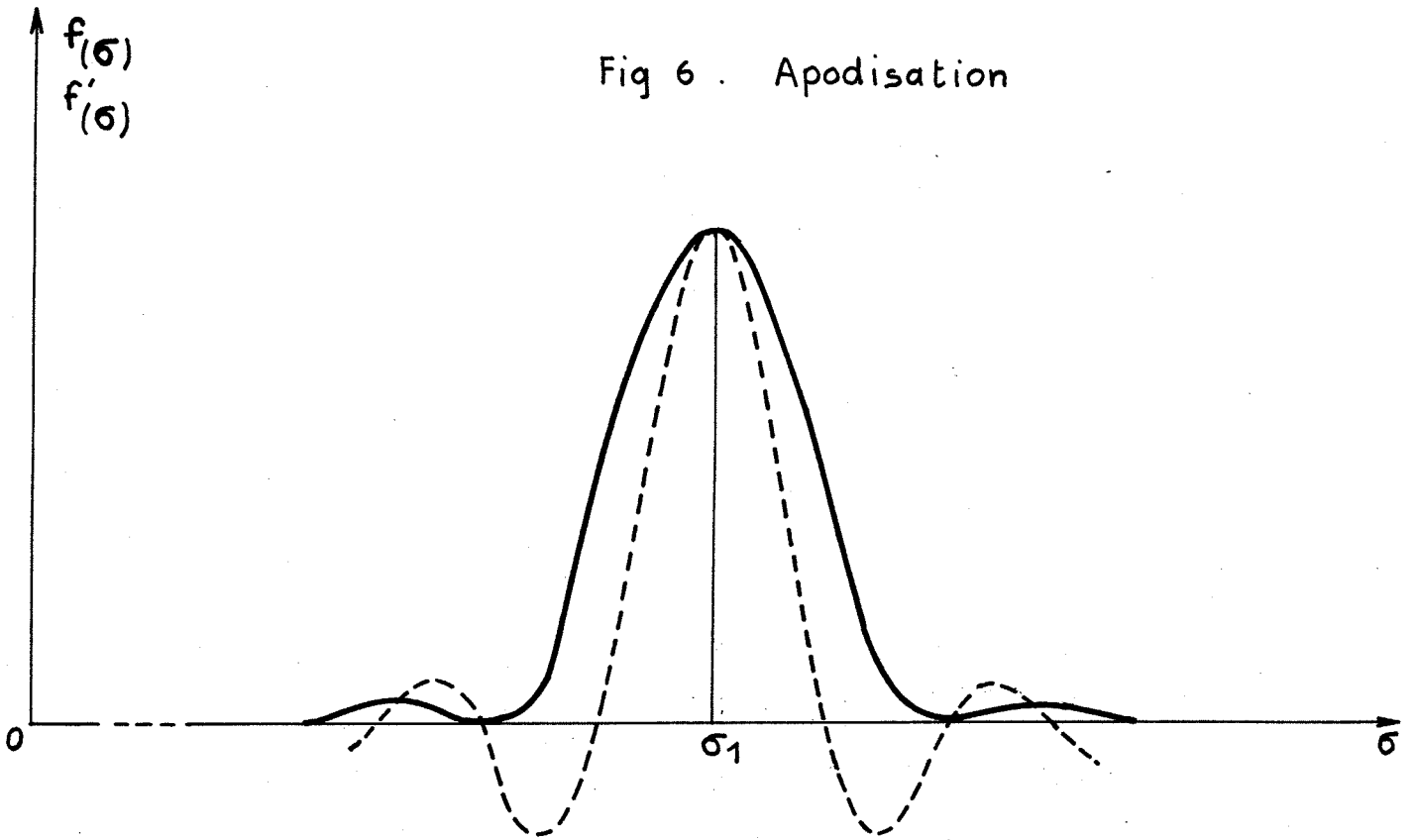
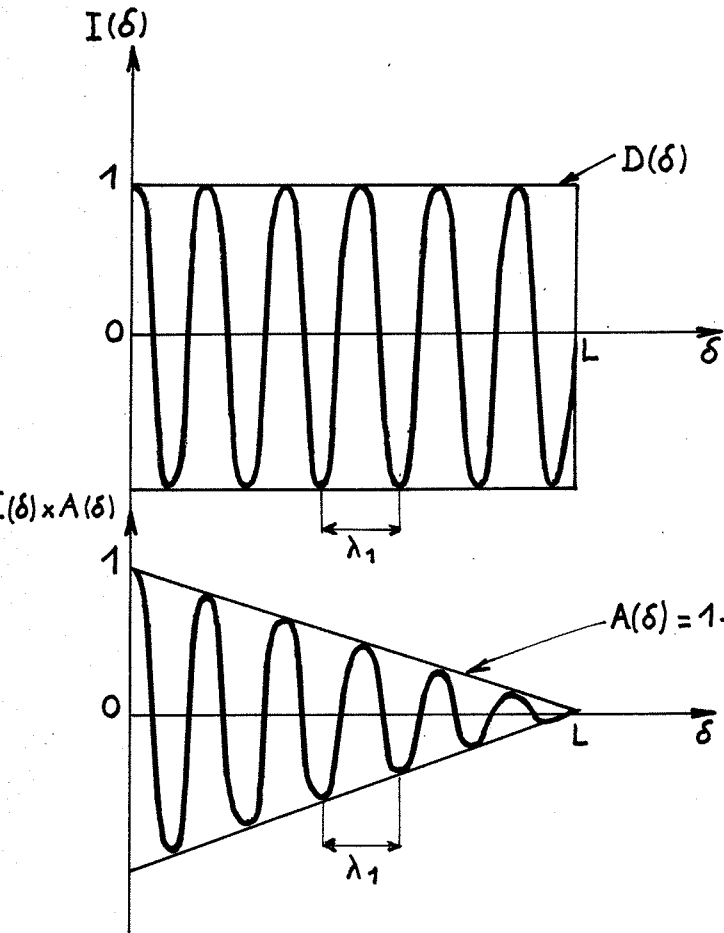


Fig 6 . Apodisation



a/ Fonction d'appareil non apodisée (---) et apodisée par une fonction triangle (—)



b/ Interférogramme sans apodisation

c/ Interférogramme après apodisation par une fonction triangle .

ou encore

$$B'(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\delta) \cdot D(\delta) \cos 2\pi\sigma\delta \, d\delta \quad \text{II.6}$$

où $D(\delta)$ est une fonction créneau

$$D(\delta) = 0 \quad \text{pour } \delta < -L \text{ et } \delta > +L$$

$$D(\delta) = 1 \quad \text{pour } -L < \delta < +L$$

La T.F. d'un produit de fonctions étant le produit de composition des T.F. des facteurs, II.6 devient :

$$B'(\sigma) = T_{\cos} [I(\delta)] * T_{\cos} [D(\delta)]$$

Par hypothèse, la T.F. en cosinus de $I(\delta)$ est $B(\sigma)$. Si nous appelons $f(\sigma)$ la T.F. de $D(\delta)$, le spectre calculé pour un nombre d'onde σ est :

$$B'(\sigma) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) [f(\sigma - \sigma_1) + f(\sigma + \sigma_1)] \cdot d\sigma$$

Puisque la radiation incidente est supposée monochromatique, la fonction d'appareil est

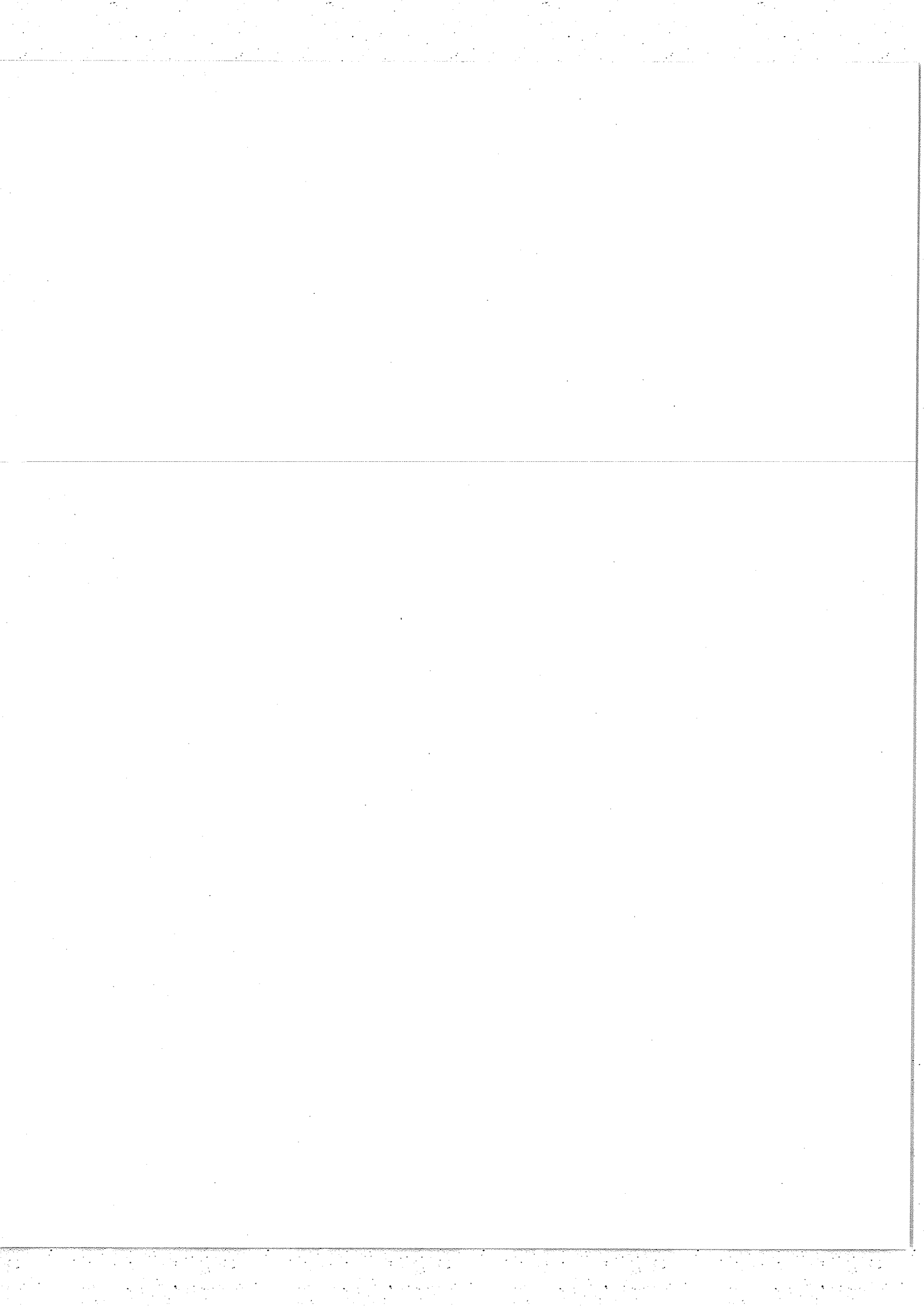
$$B'(\sigma) = \frac{1}{2} [f(\sigma - \sigma_1) + f(\sigma + \sigma_1)] \quad (\text{fig.5})$$

$$\text{avec } f(\sigma) = 2L \frac{\sin 2\pi\sigma L}{2\pi\sigma L}$$

Elle présente deux pics centrés sur $-\sigma_1$ et $+\sigma_1$, le premier n'ayant pas de signification physique, bien entendu.

Mais cette fonction d'appareil possède des maximums secondaires gênants. Il est nécessaire de l'apodiser, même au prix d'un élargissement.

Pour cela on peut, dans le cas d'un calcul de T.F. par voie numérique, remplacer la fonction $D(\delta)$ par une autre fonction $A(\delta)$ qui fait disparaître au mieux les "pieds" de $f(\sigma)$.



La figure 6a montre la fonction obtenue avec une fonction d'apodisation $A(\delta)$ triangulaire (fig.6c).

$$A(\delta) = 1 - \left| \frac{\delta}{L} \right| \quad \text{pour } -L < \delta < +L$$

et $A(\delta) = 0$ pour $\delta < -L$ et $\delta > +L$

La nouvelle fonction d'appareil est alors :

$$F(\sigma) = \left[\frac{\sin \pi \sigma L}{\pi \sigma L} \right]^2$$

C'est une fonction classique qui se retrouve dans tous les cas où la résolution est limitée par des phénomènes de diffraction. La résolution est donnée dans ce cas par le critère de Lord RAYLEIGH. Nous prendrons donc comme limite de résolution $\delta\sigma$ la largeur à 0,404 du maximum de $F(\sigma)$. Nous trouvons alors :

$$\delta\sigma = \frac{1}{L} \quad \text{d'où une résolution théorique}$$

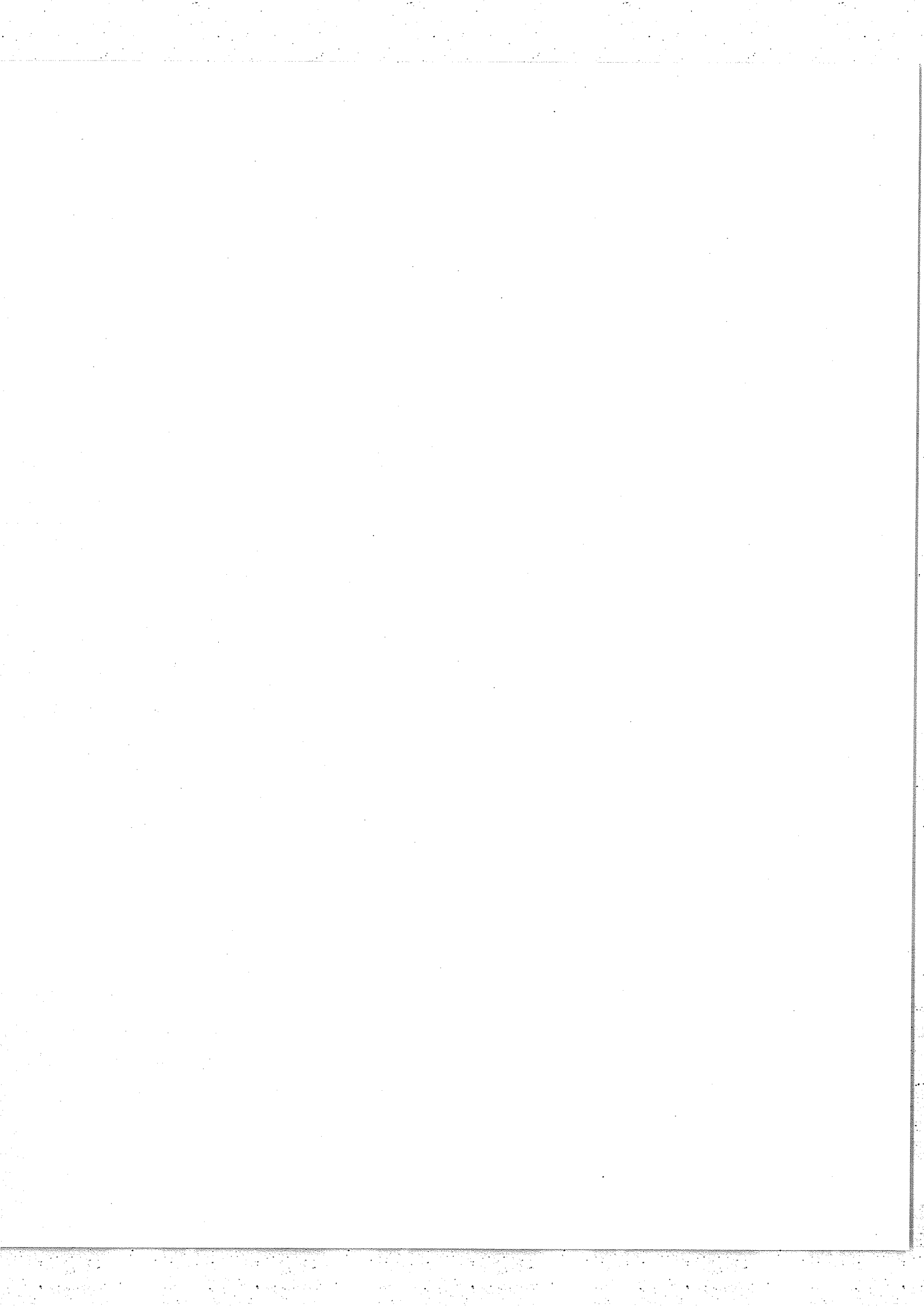
$$R_0 = L \cdot \sigma = N \quad \text{nombre de franges enregistrées}$$

Nous supposerons toujours dans la suite (sauf indication contraire) que la fonction d'appareil est apodisée par $A(\delta)$.

Mais, comme l'a montré J.CONNES [5], cette fonction d'appareil théorique est, dans les cas pratiques, altérée par diverses causes d'erreurs :

- le dérèglement de l'interféromètre
- les imperfections des pièces optiques
- la dissymétrie de l'interféromètre

Cette dernière cause, en particulier, rend l'interféromètre non achromatique et, par suite, l'interférogramme dissymétrique. Nous allons voir, dans le chapitre suivant, les différentes causes de ce "chromatisme" de l'interféromètre.



III - CHROMATISME DE L'INTERFEROMETRE DE MICHELSON ET SES CONSEQUENCES.

Nous allons étudier les effets sur le spectre calculé par transformée de Fourier des défauts d'achromatisme d'un interféromètre à deux ondes. Nous étudierons ensuite l'origine de ces défauts dans le cas particulier de l'interféromètre de Michelson.

III,1 - Effets du chromatisme sur la fonction d'appareil

L'interférogramme $I(\delta)$ est la somme des interférogrammes $I_{\sigma}(\delta)$ correspondants à chacune des radiations contenues dans le spectre. Ces interférogrammes sont des sinusoides qui, dans le cas d'un interféromètre parfaitement achromatique, sont en phase et présentent toutes un maximum pour $\delta = 0$. $I(\delta)$ est donc symétrique et le point origine $\delta = 0$ peut être facilement déterminé : il correspond au maximum de $I(\delta)$. Mais si l'appareil n'est plus achromatique, c'est-à-dire si la différence de marche est maintenant une fonction $\delta(\sigma)$ qui varie avec le nombre d'onde, les sinusoides $I_{\sigma}(\delta)$ ne sont plus en phase et il n'y a plus de point origine évident sur l'interférogramme. En général, dans le domaine spectral limité (σ' , σ'') que l'on étudie, le chromatisme est faible. Pour pouvoir calculer la transformée de Fourier, nous choisirons arbitrairement une radiation σ_0 pour laquelle nous définirons une variable δ_0 , proportionnelle au déplacement du miroir mobile de l'interféromètre, et telle que pour $\delta_0 = 0$, $I_{\sigma_0}(\delta_0)$ passe par un maximum. En général, σ_0 sera choisi au voisinage du milieu du domaine (σ' ; σ'').

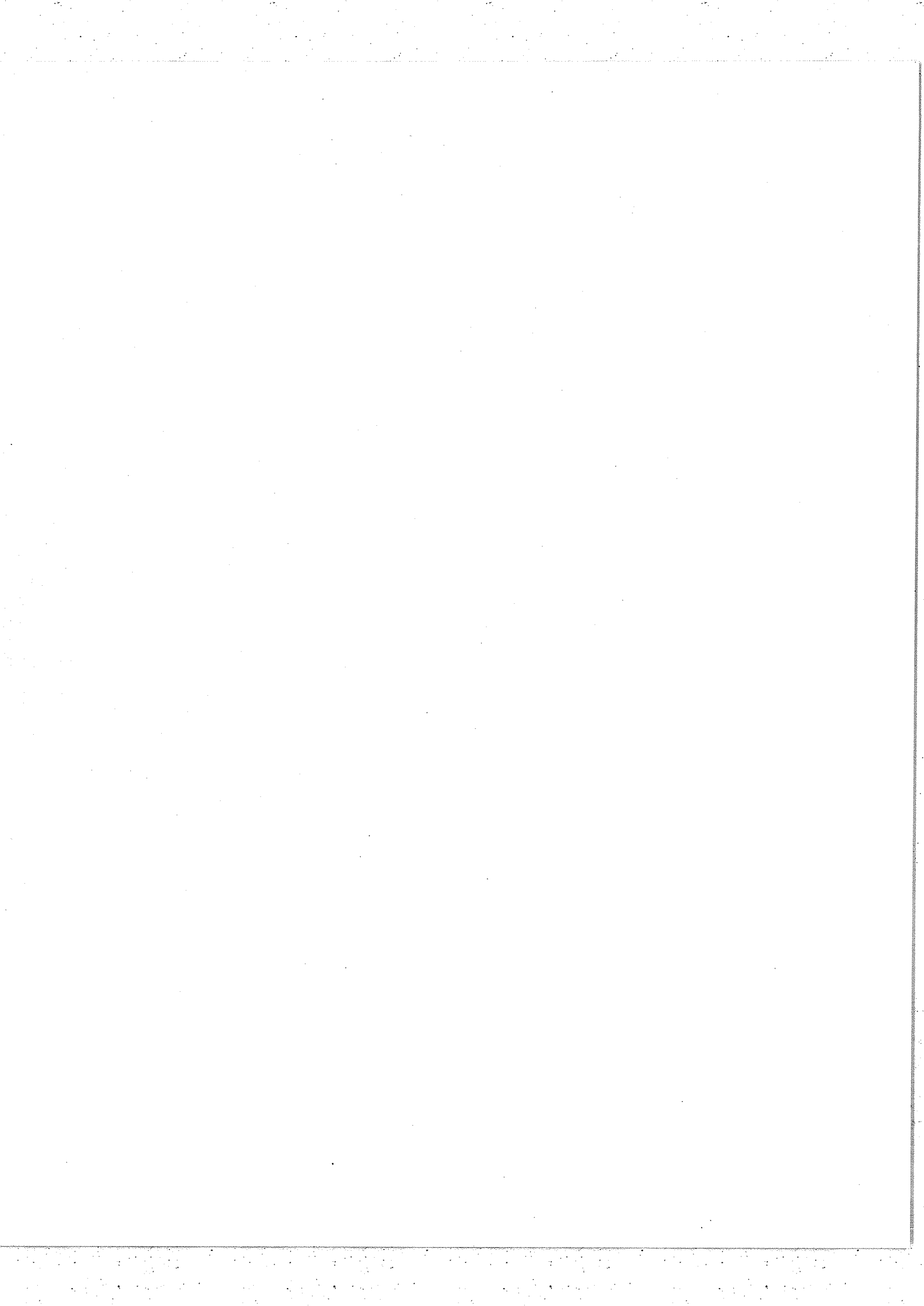
Pour $\sigma \neq \sigma_0$, δ_0 diffère de δ d'une quantité $\Delta(\sigma)$

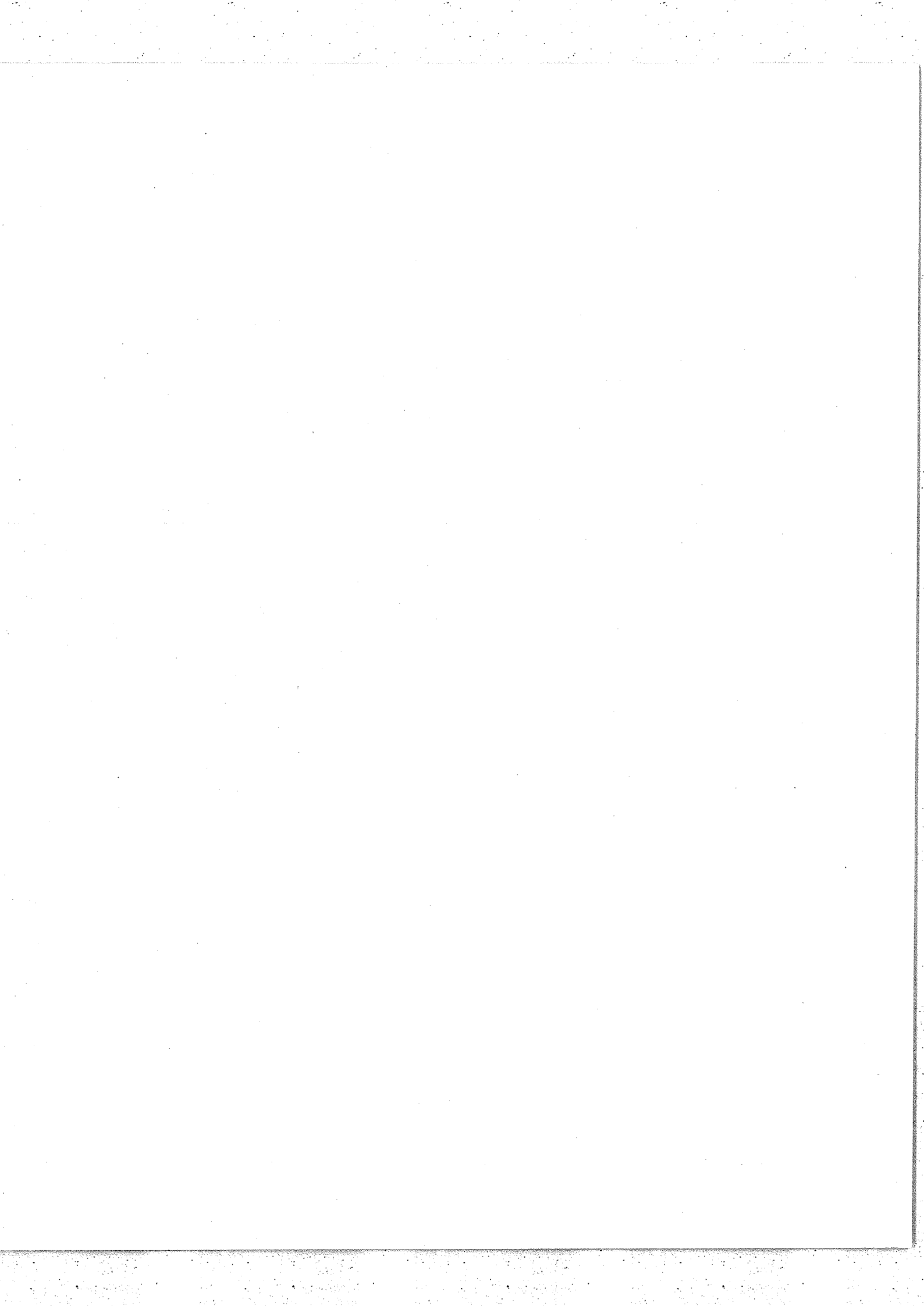
$$\delta = \delta_0 + \Delta(\sigma) \quad \text{avec } \Delta(\sigma_0) = 0$$

a) Déformation de la fonction d'appareil

Pour reconstituer le spectre, nous allons effectuer l'opération :

$$B'(\sigma) = 2 \int_0^{\delta_{0\max}} I(\delta_0) \cdot \cos 2\pi\sigma\delta_0 \cdot d\delta_0 \quad (\text{III.1})$$





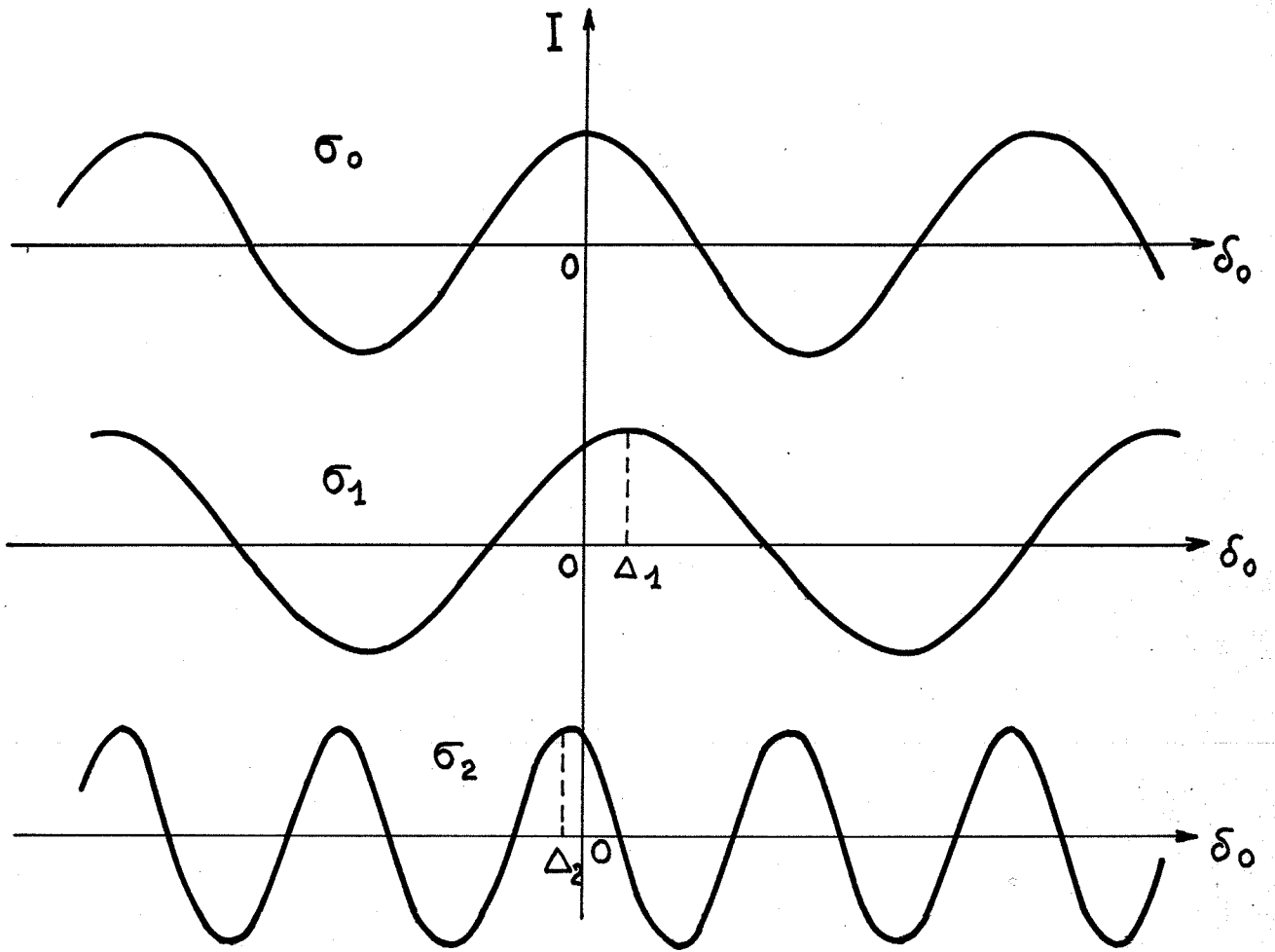


Fig. 7

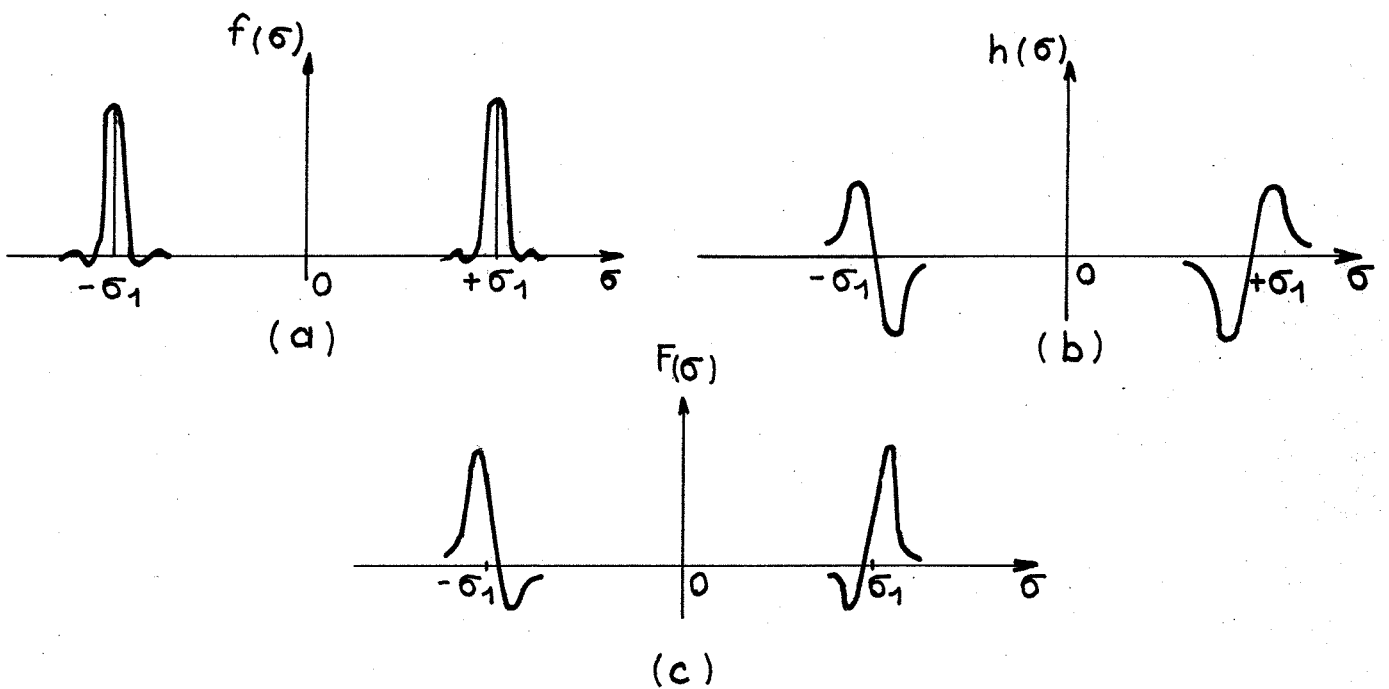


Fig. 8. — Fonction d'appareil quand l'interféromètre n'est plus achromatique.

ou encore, en utilisant la fonction créneau $D(\delta_0)$

$$B'(\sigma) = 2 \int_0^{\infty} D(\delta_0) \cdot I(\delta_0) \cos 2\pi\sigma\delta_0 \cdot d\delta_0 \quad (\text{III.2})$$

Il est évident que pour $\sigma = \sigma_0$, la fonction d'appareil n'est pas modifiée. Cherchons ce qu'elle devient pour une radiation σ , quelconque.

L'interférogramme correspondant est :

$$I_{\sigma}(\delta_0) = \cos 2\pi\sigma_1(\delta_0 + \Delta_1)$$

$2\pi\sigma_1\Delta_1$ représente le déphasage ϕ_1 des sinusoides correspondants à σ et σ_1 (fig.7). III.2 s'écrit alors :

$$B'(\sigma) = 2 \int_0^{\infty} D(\delta_0) \cos 2\pi\sigma_1(\delta_0 + \Delta_1) \cos 2\pi\sigma\delta_0 \cdot d\delta_0$$

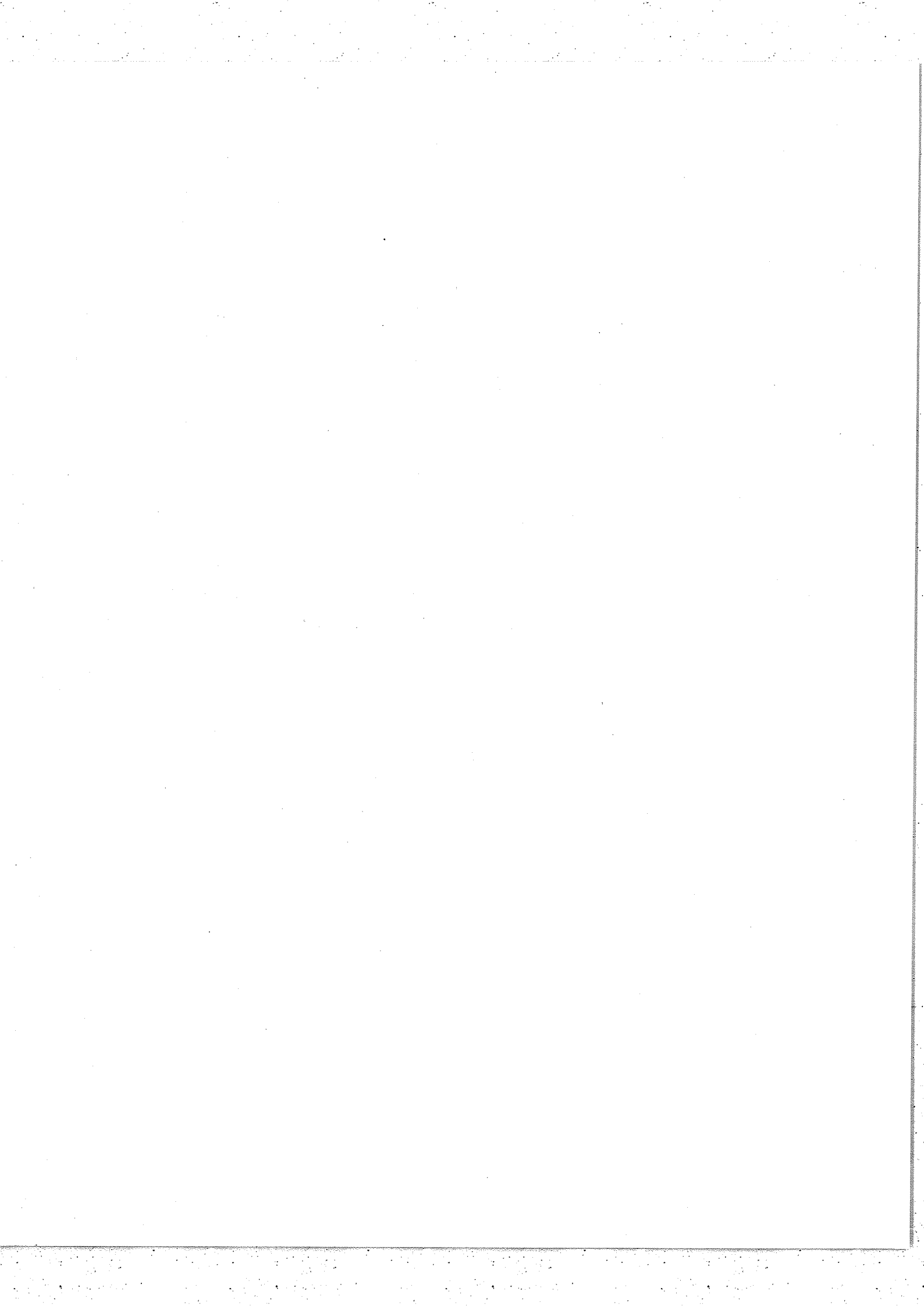
$$B'(\sigma) = 2 \left[\cos 2\pi\sigma_1\Delta_1 \int_0^{\infty} D(\delta_0) \cos 2\pi\sigma_1\delta_0 \cdot \cos 2\pi\sigma\delta_0 \cdot d\delta_0 \right. \\ \left. - \sin 2\pi\sigma_1\Delta_1 \int_0^{\infty} D(\delta_0) \sin 2\pi\sigma_1\delta_0 \cdot \cos 2\pi\sigma\delta_0 \cdot d\delta_0 \right]$$

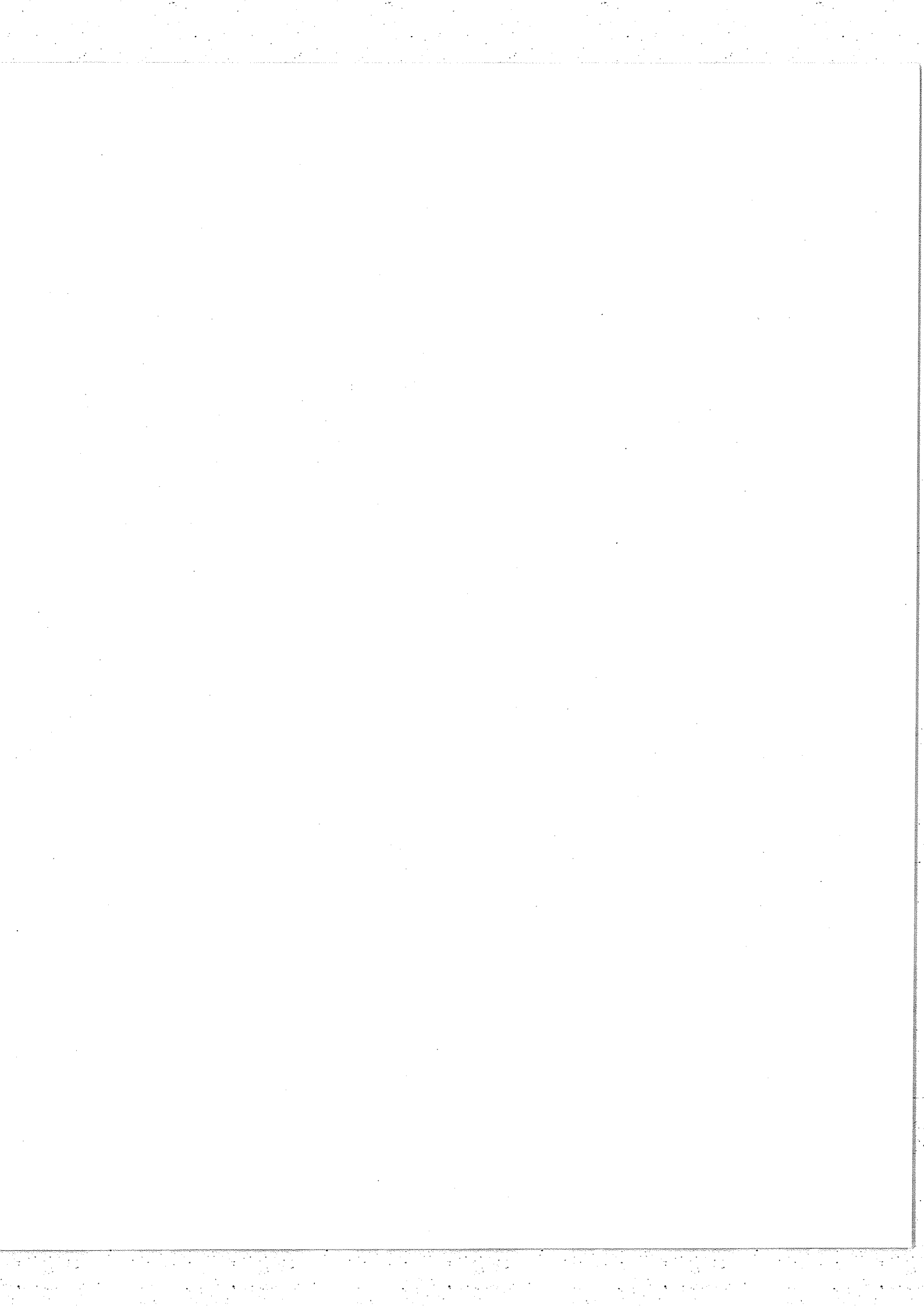
La première intégrale nous donne la fonction d'appareil normale $f(\sigma)$, T.F. en cosinus de $D(\delta_0)$ avec ses deux maximums centrés sur σ_1 et $-\sigma_1$ (fig.8a).

La seconde intégrale nous donne :

$$2 \int_0^{\infty} D(\delta_0) \sin 2\pi\sigma_1\delta_0 \cdot \cos 2\pi\sigma\delta_0 \cdot d\delta_0 = \frac{1}{2} [h(\sigma_1 + \sigma) + h(\sigma_1 - \sigma)]$$

où h est une fonction impaire, T.F. en sinus de $D(\delta_0)$ (fig.8b).





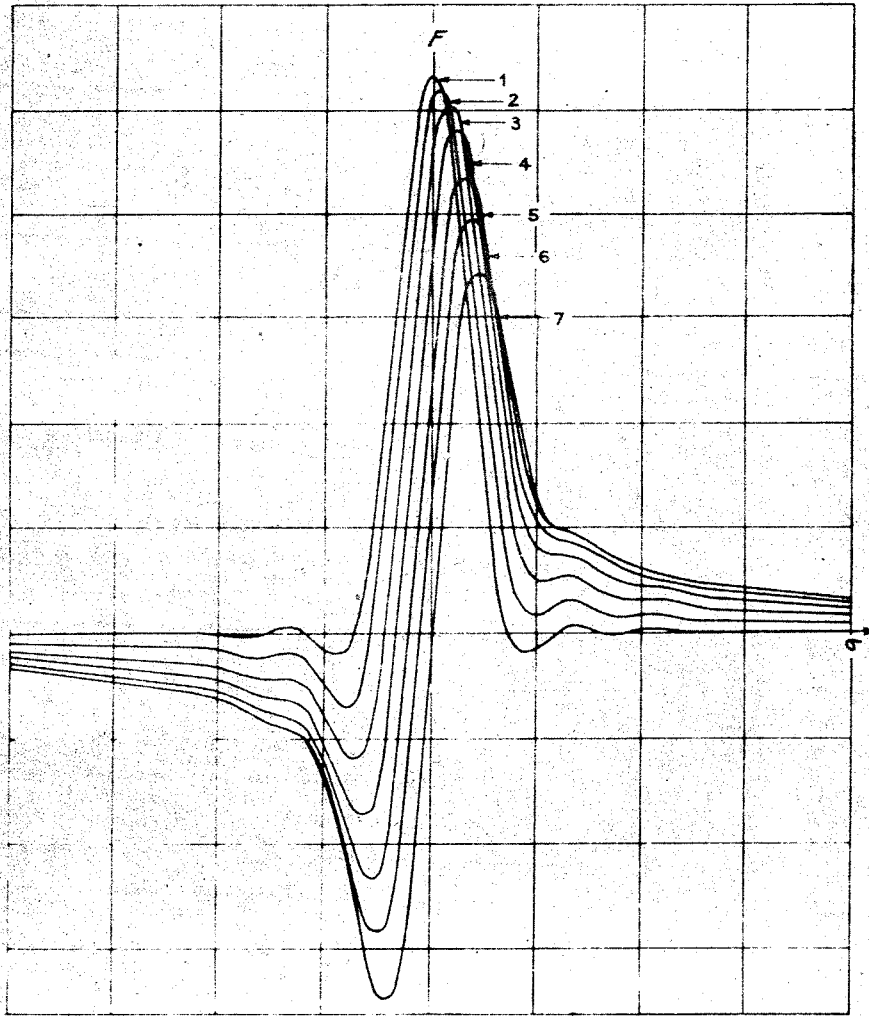


Fig. 9 - Différentes formes de la fonction d'appareil pour quelques valeurs du déphasage [5]

Courbe	1	2	3	4	5	6	7
ϕ	0	15°	30°	45°	60°	75°	90°

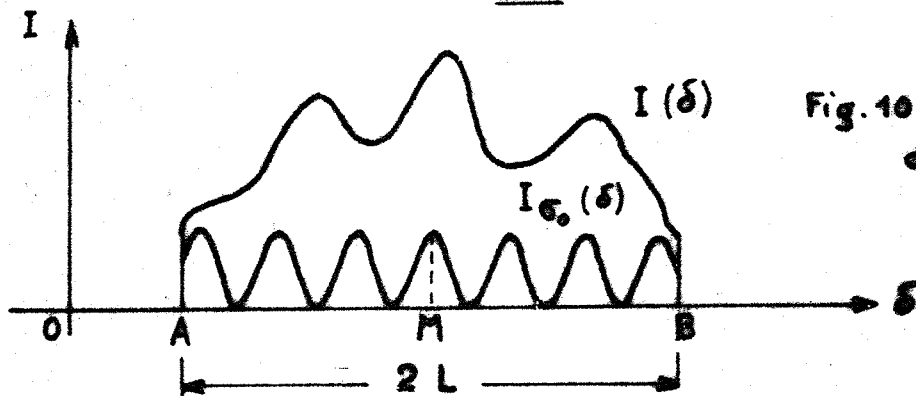


Fig. 10.- Définition de σ_0

Nous avons alors :

$$B'(\sigma) = \frac{1}{2} \left[\cos 2\pi\sigma_1 \Delta_1 f(\sigma - \sigma_1) + \sin 2\pi\sigma_1 \Delta_1 h(\sigma - \sigma_1) \right. \\ \left. + \cos 2\pi\sigma_1 \Delta_1 f(\sigma + \sigma_1) + \sin 2\pi\sigma_1 \Delta_1 h(\sigma + \sigma_1) \right]$$

Le spectre calculé est donc formé par les deux pics de la nouvelle fonction d'appareil,

$$f'(\sigma) = \cos 2\pi\sigma \Delta f(\sigma) + \sin 2\pi\sigma \Delta h(\sigma)$$

centrés, l'un sur σ_1 , l'autre sur $-\sigma_1$ (fig.8c).

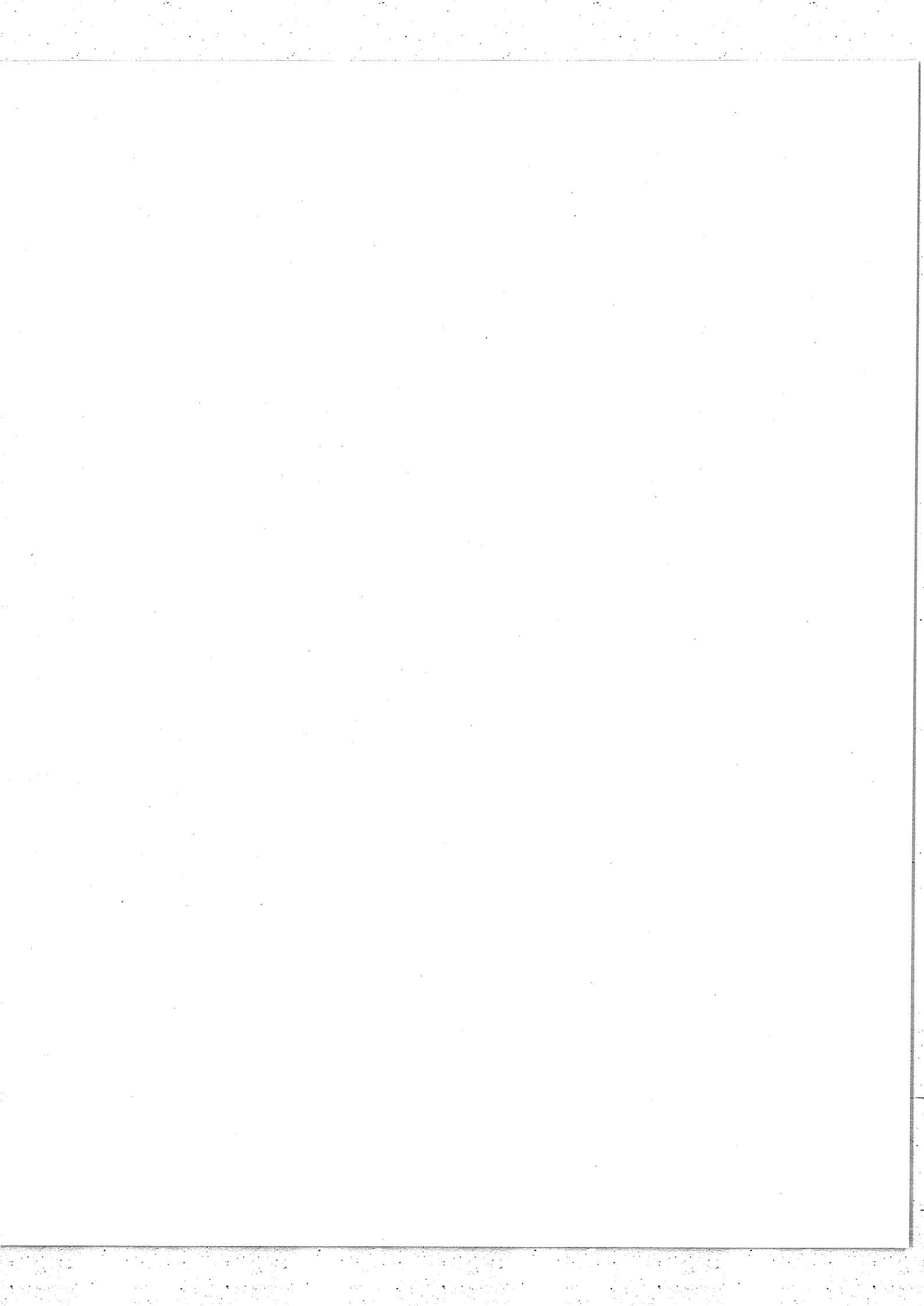
J.CONNES [5] a étudié les variations de la forme de cette fonction $f'(\sigma)$ apodisée par une fonction différente de la fonction triangle, lorsque $\Phi = 2\pi\sigma\Delta$ varie. La figure 9 donne $f(\sigma)$ pour Φ variant de 0 à $\frac{\pi}{2}$. La dissymétrie de la fonction va en s'accroissant, en même temps que le maximum principal est translaté et abaissé.

b) Méthode de calcul du spectre ne déformant pas la fonction d'appareil.

Il existe néanmoins une méthode permettant de retrouver le spectre sans connaître la position du point zéro. Il faut pour cela enregistrer l'interférogramme pour une variation totale de la d.d. m égale à $2L$. On fait ensuite la transformée de Fourier en cosinus B'_c et la transformée de Fourier en sinus B'_s de l'interférogramme. On prend comme spectre

$$B'(\sigma) = \sqrt{B'_c{}^2(\sigma) + B'_s{}^2(\sigma)}$$

Reprenons le calcul de la fonction d'appareil pour σ_1 par cette méthode et montrons que nous trouvons $f(\sigma)$, fonction d'appareil non altérée. Nous utiliserons



la variable δ_0 précédemment définie. Nous avons vu que le choix de σ_0 était arbitraire. L'enregistrement étant fait entre deux positions A et B telles que δ_0 ait varié de $2L$, nous allons définir σ_0 comme suit (fig.10).

σ_0 est un nombre d'onde tel que l'interférogramme $I_{\sigma_0}(\delta_0)$ correspondant passe par un maximum au milieu M de AB. $I_{\sigma_0}(\delta_0)$ pris entre A et B est donc symétrique. Pour le point M, nous poserons $\delta_0 = 0$. Par suite les abscisses de A et B sont respectivement $-L$ et $+L$.

Pour la radiation σ , quelconque, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} I_{\sigma}(\delta_0) &= \cos 2\pi\sigma(\delta_0 + \Delta_1) \\ &= \cos 2\pi\sigma\delta_0 \cos 2\pi\sigma\Delta_1 - \sin 2\pi\sigma\delta_0 \sin 2\pi\sigma\Delta_1 \end{aligned}$$

$$B'_1(\sigma) = \cos 2\pi\sigma\Delta_1 \int_{-L}^{+L} \cos 2\pi\sigma\delta_0 \cos 2\pi\sigma\delta_0 \cdot d\delta_0$$

ou

$$B'_1(\sigma) = \cos 2\pi\sigma\Delta_1 \int_{-\infty}^{+\infty} D(\delta_0) \cos 2\pi\sigma\delta_0 \cdot \cos 2\pi\sigma\delta_0 \cdot d\delta_0$$

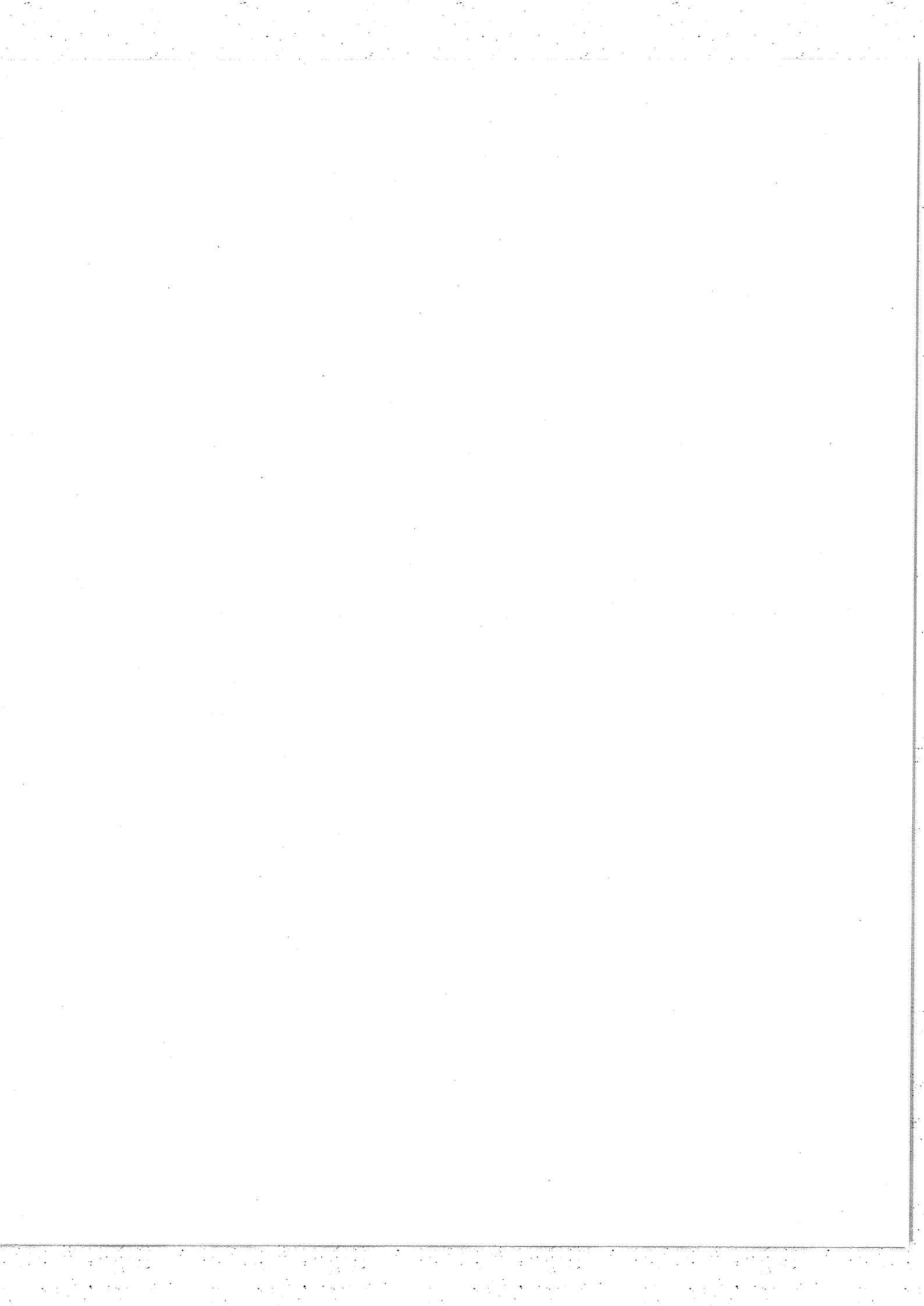
par conséquent $B'_1(\sigma) = \frac{1}{2} \cos 2\pi\sigma\Delta_1 [f(\sigma - \sigma_1) + f(\sigma + \sigma_1)]$

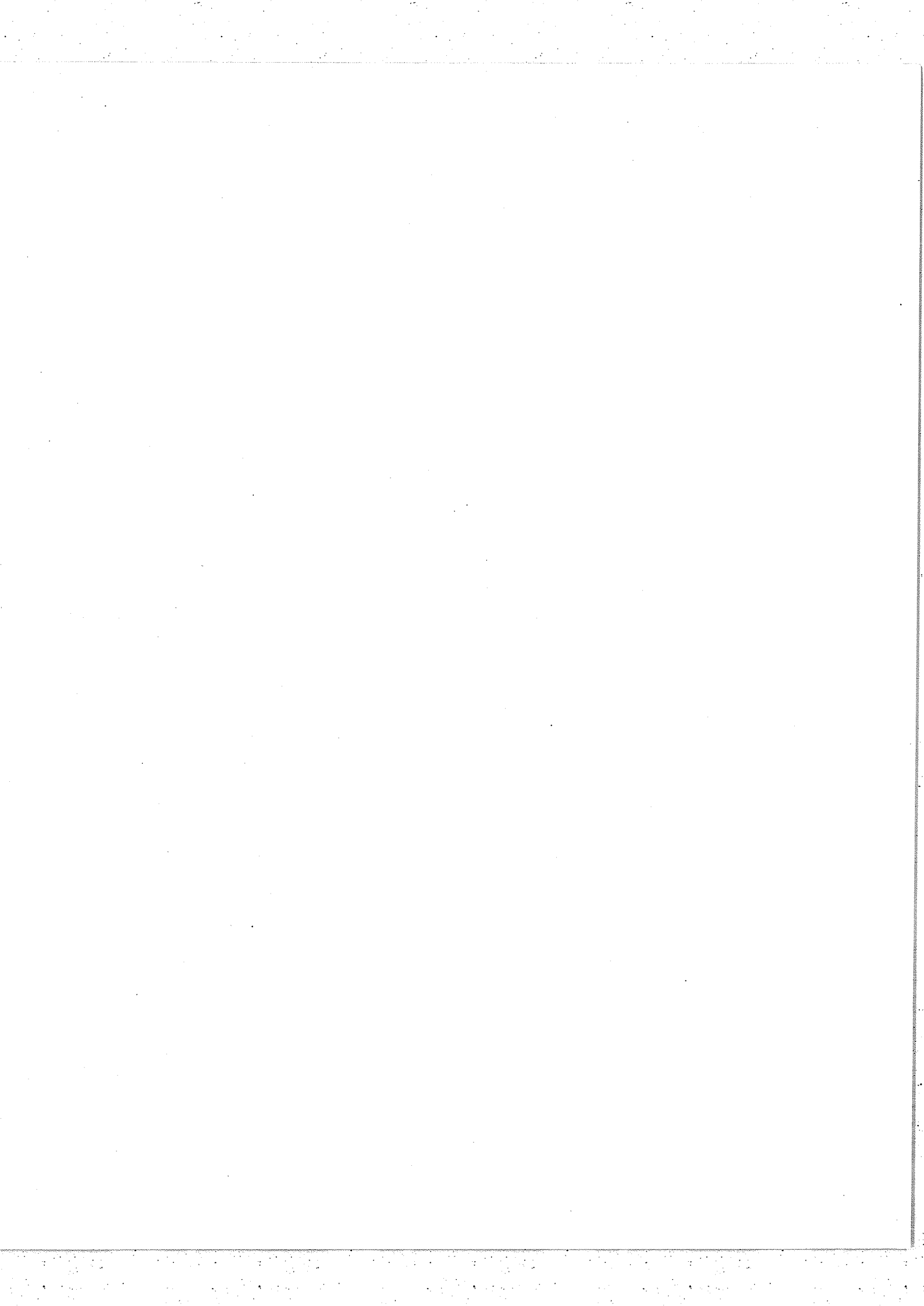
avec $f(\sigma) = 2L \frac{\sin 2\pi\sigma L}{2\pi\sigma L}$

et $B'_2(\sigma) = -\frac{1}{2} \sin 2\pi\sigma\Delta_1 [f(\sigma - \sigma_1) + f(\sigma + \sigma_1)]$

Par suite $B'(\sigma) = \frac{1}{2} [|f(\sigma - \sigma_1)| + |f(\sigma + \sigma_1)|]$

Nous obtenons bien une fonction d'appareil identique à celle calculée en faisant la transformée de Fourier de 0 à L dans le cas d'un appareil chromatique.





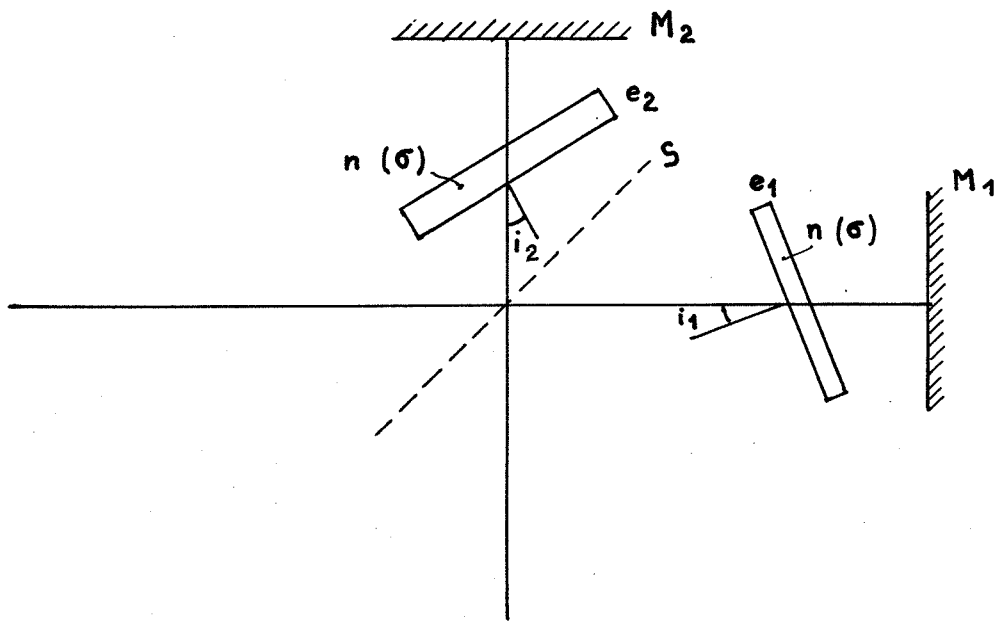


Fig. 11 - Interféromètre de Michelson schématique.

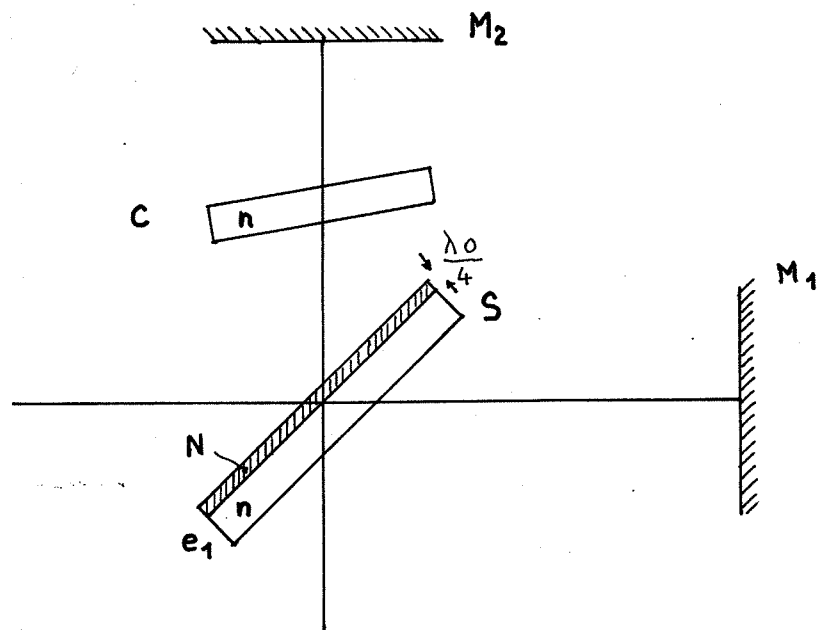


Fig. 14 - Interféromètre de Michelson classique.

Mais cette méthode présente les inconvénients suivants [5] :

- a) il faut un déplacement double du miroir : ce qui, à encombrement égal, diminue la résolution de moitié ;
- b) à durée de mesure égale, le rapport signal sur bruit est légèrement moins avantageux ;
- c) la durée de calcul, dans le cas d'une analyse numérique, est un peu plus que quadruplée.

C'est pourquoi il vaut la peine d'étudier les diverses causes du chromatisme et d'essayer d'y remédier par d'autres moyens. Nous allons le faire dans le cas de l'interféromètre de Michelson

III.2 - Chromatisme de l'interféromètre de Michelson

Nous étudierons successivement deux défauts :

- inégalité des épaisseurs optiques de la séparatrice et de la compensatrice ;
- dissymétrie des réflexions sur la lame semi-réfléchissante

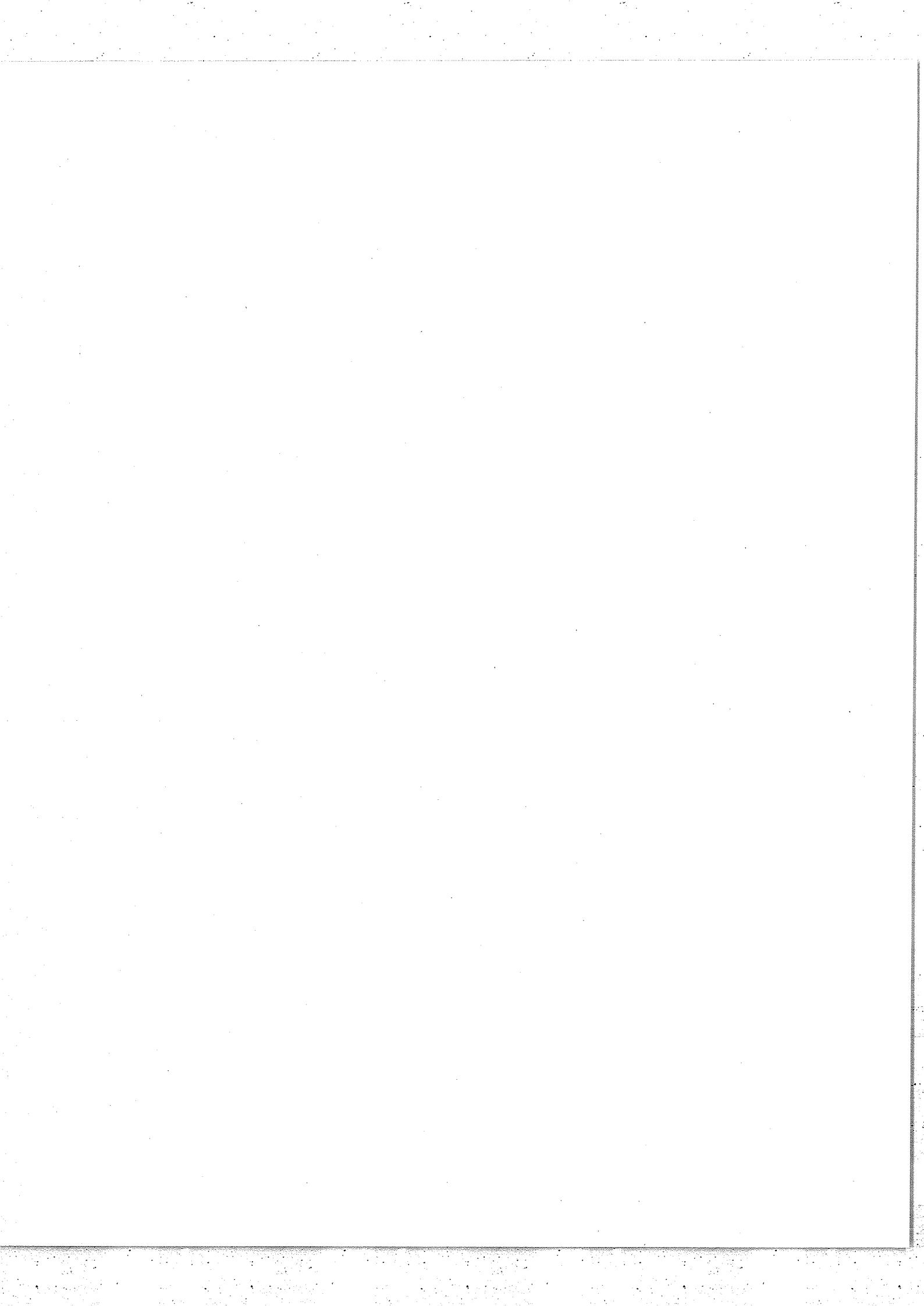
A - Déphasage créé par une différence d'épaisseur optique des lames séparatrice et compensatrice

Pour la commodité du calcul, considérons l'interféromètre de Michelson schématique du CHAPITRE II. Introduisons sur chacun des bras une lame transparente d'indice n (σ) (fig.11). Leurs épaisseurs sont e_1 et e_2 et les incidences i_1 , i_2 , r_1 et r_2 étant les angles de réfraction donnés par la formule habituelle

$$\sin i = n \cdot \sin r \quad \text{III.4}$$

les différences de marche supplémentaires introduites par les lames sont :

$$\frac{e_1}{\cos r_1} [n - \cos(i_1 - r_1)] \quad \text{et} \quad \frac{e_2}{\cos r_2} [n - \cos(i_2 - r_2)]$$



ou encore $e_1 [n \cos r_1 - \cos i_1]$ et $e_2 [n \cos r_2 - \cos i_2]$

Les différences d'épaisseur et d'incidence sont supposées faibles.

Posons donc $e_1 - e_2 = de$, $i_2 - i_1 = di$, $r_2 - r_1 = dr$.

La différence d'épaisseur optique entre les deux lames est donc :

$$\Delta e = d [e_1 (n \cos r_1 - \cos i_1)]$$

Soit

$$\Delta e = (n \cos r_1 - \cos i_1) de + e_1 \sin i_1 (di - dr)$$

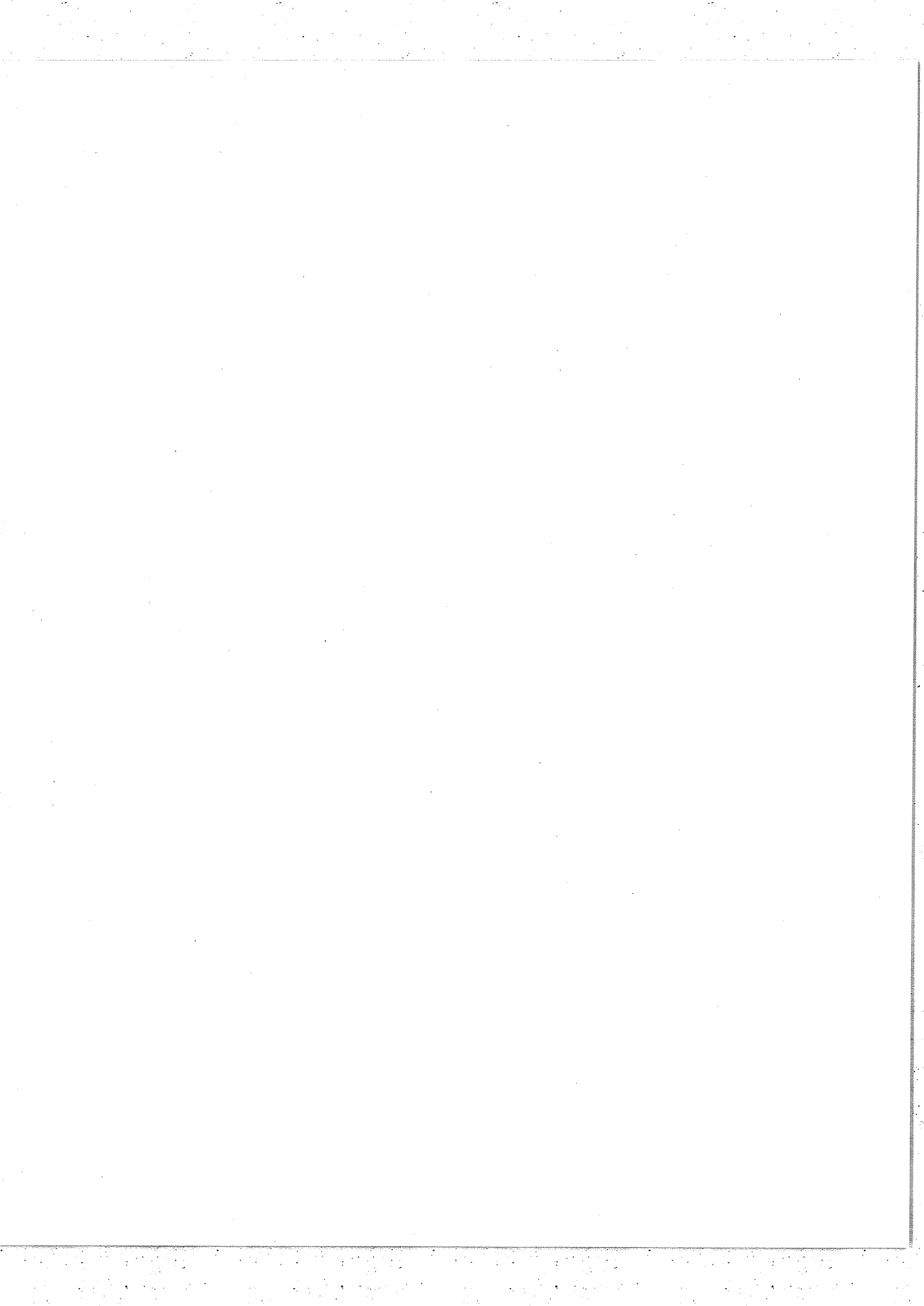
En différenciant III.4, on obtient :

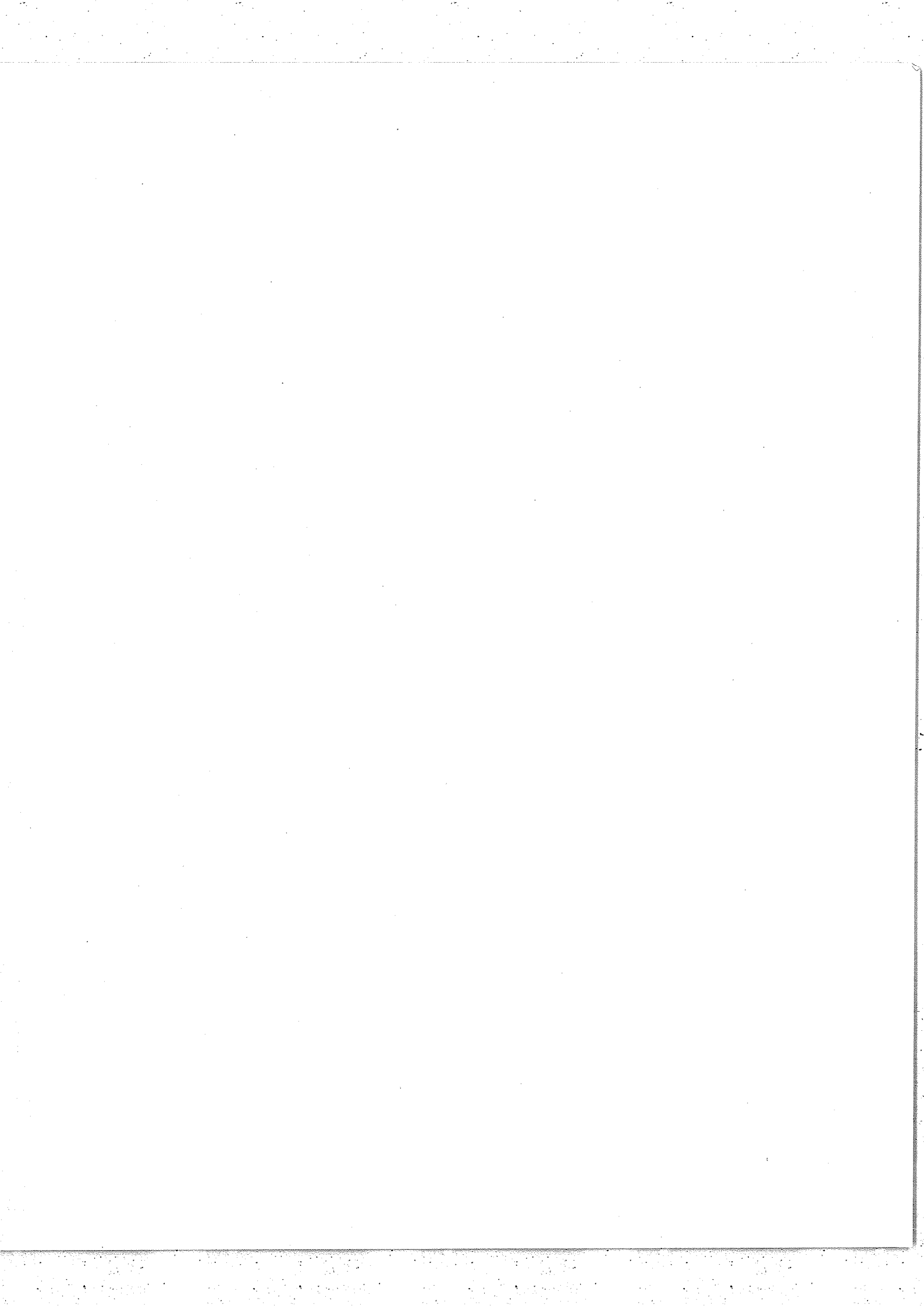
$$dr = \frac{\cos i_1}{n \cos r_1} di$$

$$\Delta e = (n \cos r_1 - \cos i_1) de + e_1 \frac{\sin 2i_1}{2n \cos r_1} di \quad \text{III.5}$$

Regardons l'influence de cette différence d'épaisseur sur l'interférogramme correspondant à une radiation monochromatique σ . Pour la radiation σ_0 définie au § III,1, l'indice a pour valeur $n(\sigma_0) = n_0$. Pour σ nous aurons :

$$n = n_0 + \Delta n$$





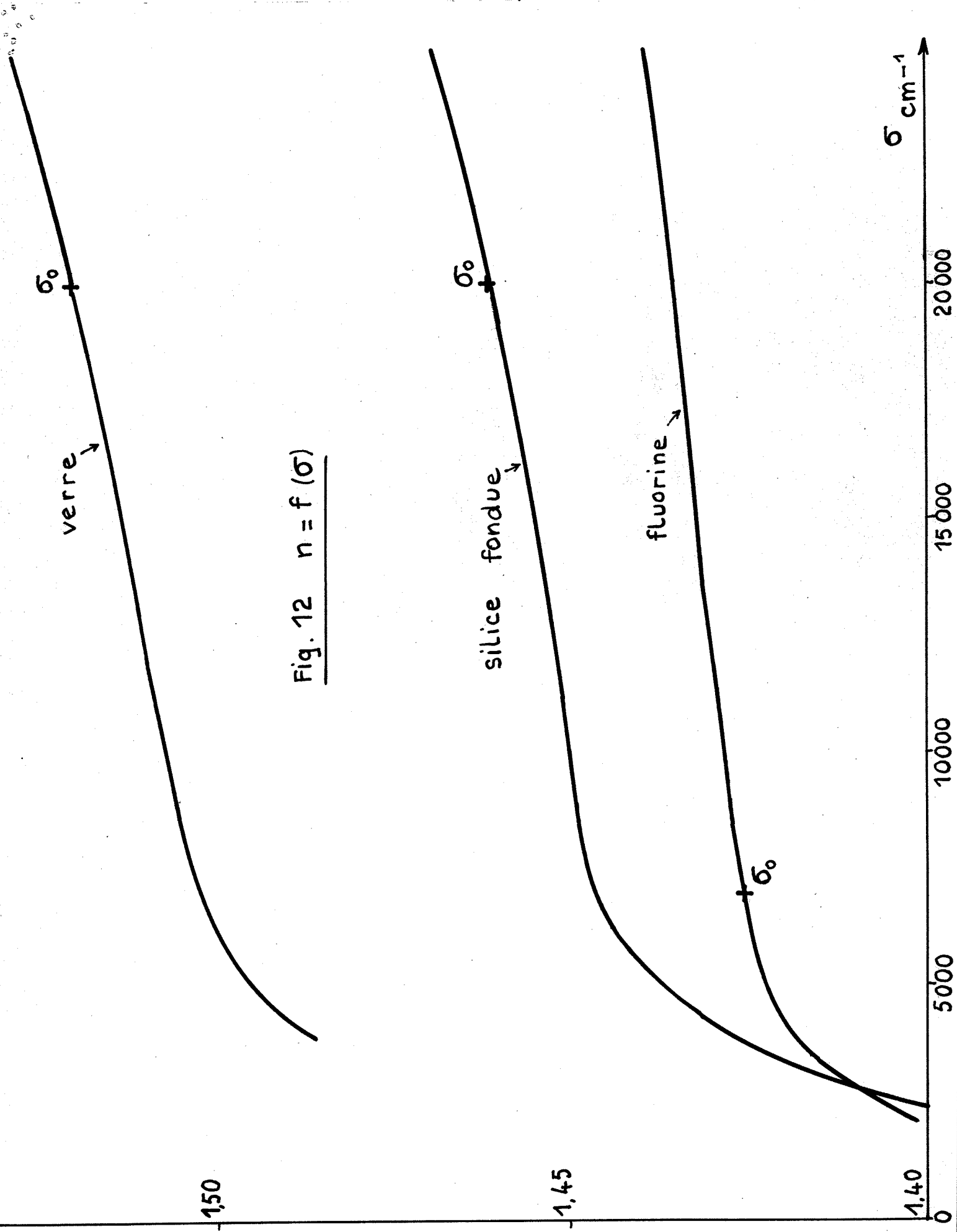


Fig. 12 $n = f(\sigma)$

La différence de longueur optique des bras du Michelson a donc varié de la quantité :

$$2 \Delta e \cdot \Delta n = \Delta(\sigma)$$

L'interférogramme correspondant est alors :

$$I(\sigma_0) = \cos 2\pi\sigma(\sigma_0 + \Delta(\sigma))$$

et le déphasage est

$$\Phi = 4\pi\sigma \Delta e \Delta n \quad (\text{III.6})$$

Pour annuler ce déphasage, il faut donc annuler Δe . Mais ceci ne peut se faire rigoureusement que pour une longueur d'onde car III.5 montre que Δe dépend de n , donc de σ . Nous ne pouvons donc annuler Φ sur toute l'étendue du domaine étudié. En outre, pour un domaine étendu, un autre défaut d'achromatisme apparaît, c'est le déphasage créé par la dissymétrie des réflexions sur la lame séparatrice. Ce déphasage, entre autres choses, rend pratiquement très difficile la recherche de l'incidence donnant $\Delta e = 0$.

La figure 12 donne la valeur des indices de trois milieux transparents d'utilisation courante dans la fabrication des lames : le crown, la silice fondue et la fluorine. La figure 13a montre les variations du déphasage Φ en fonction de σ pour des lames faites avec les matériaux précédents. Le calcul de Φ a été fait, à titre d'exemple, pour une différence d'épaisseur optique $\Delta e = 10 \mu$. Le nombre d'onde de référence σ_0 a été pris au milieu du domaine habituellement étudié avec chacune de ces lames ; soit 20.000 cm^{-1} pour la silice fondue et le verre et 7000 cm^{-1} pour la fluorine. La figure 13b donne une idée des déformations de la fonction d'appareil avec σ dans le cas du verre (d'après J.CONNES [5]) pour le même Δe et le même choix de σ_0 .

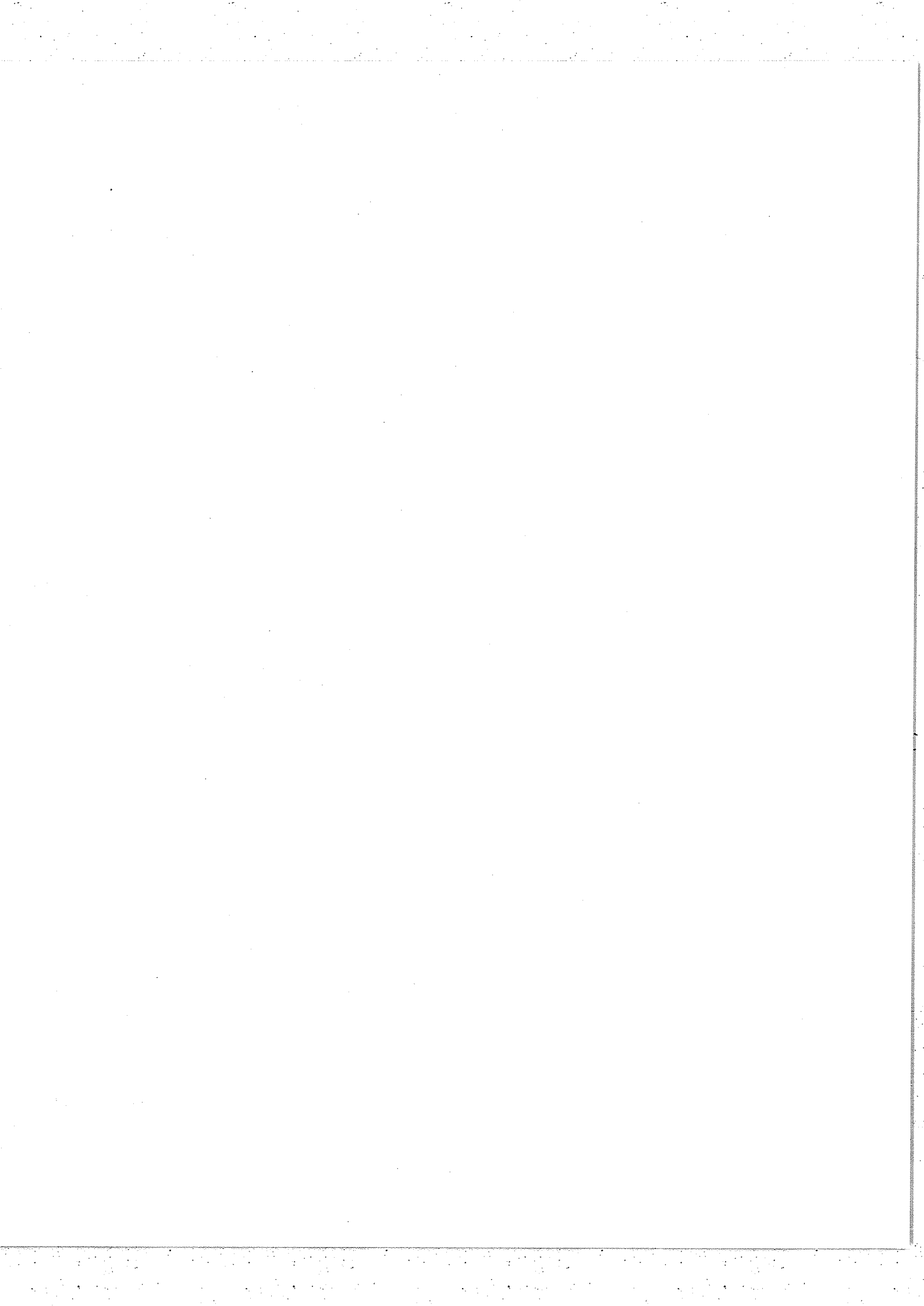


Fig. 13 a $\phi = f(\sigma)$ pour $\Delta e = 10 \mu$
 $\sigma_0 = 20000 \text{ cm}^{-1}$ pour Verre et Silice
 $\sigma_0 = 7000 \text{ cm}^{-1}$ pour la Fluorine

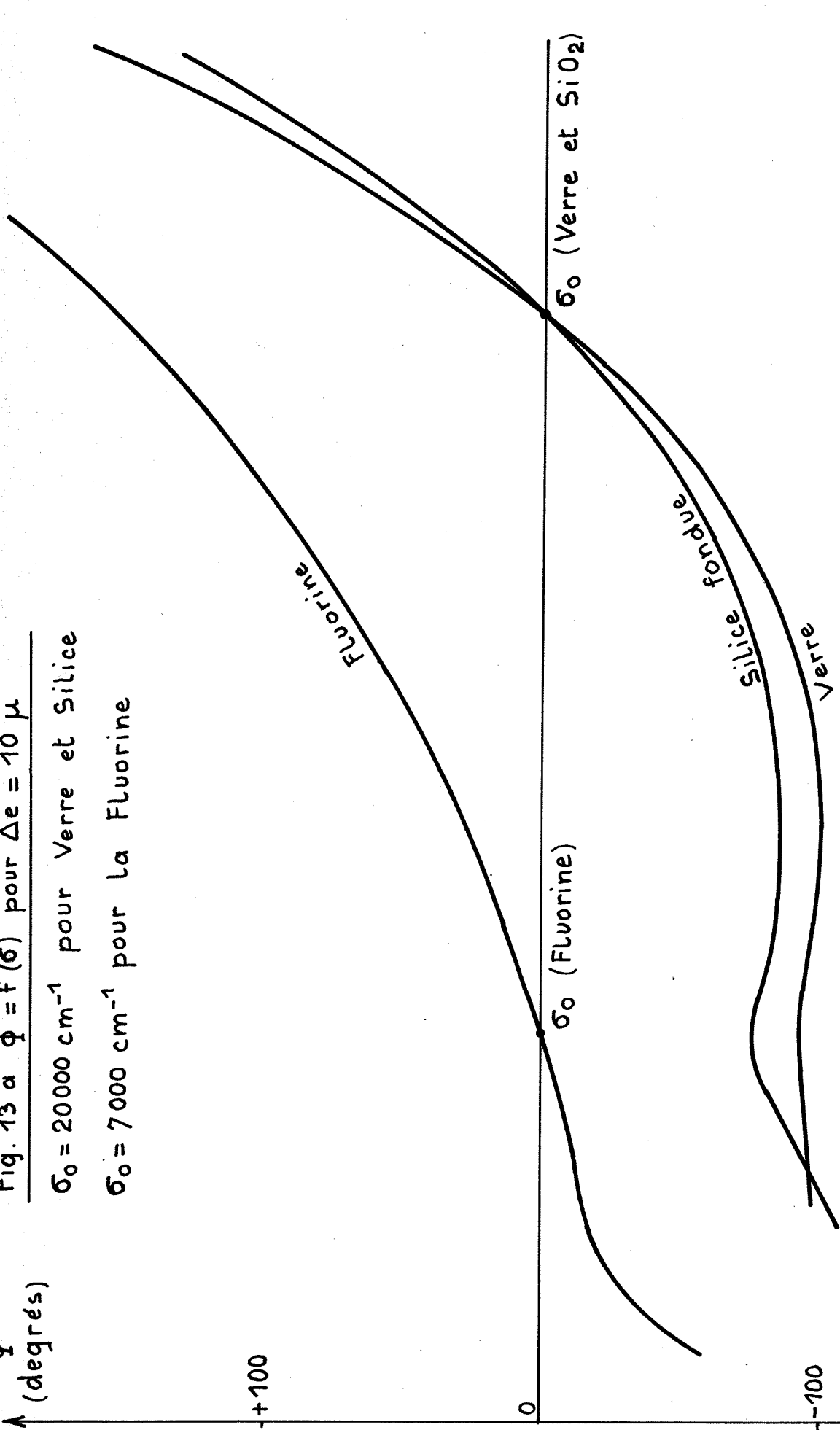
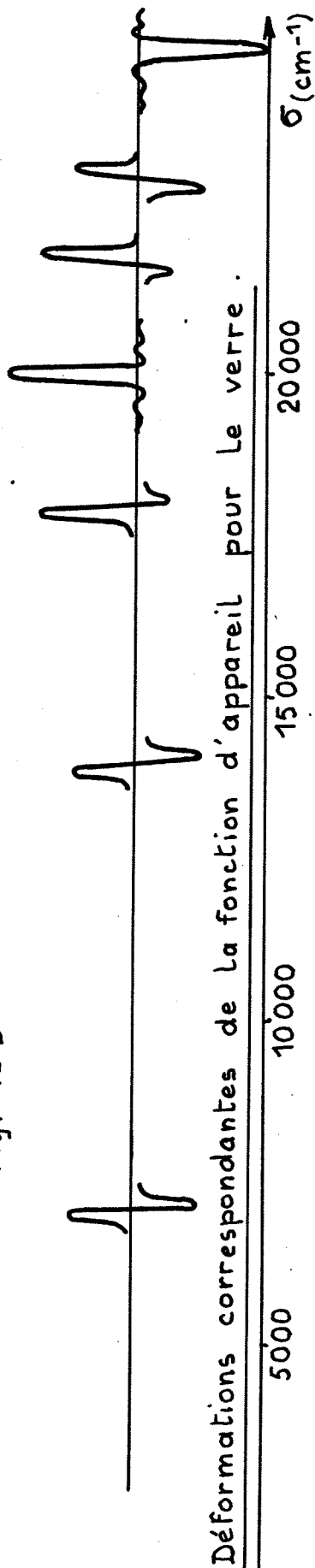
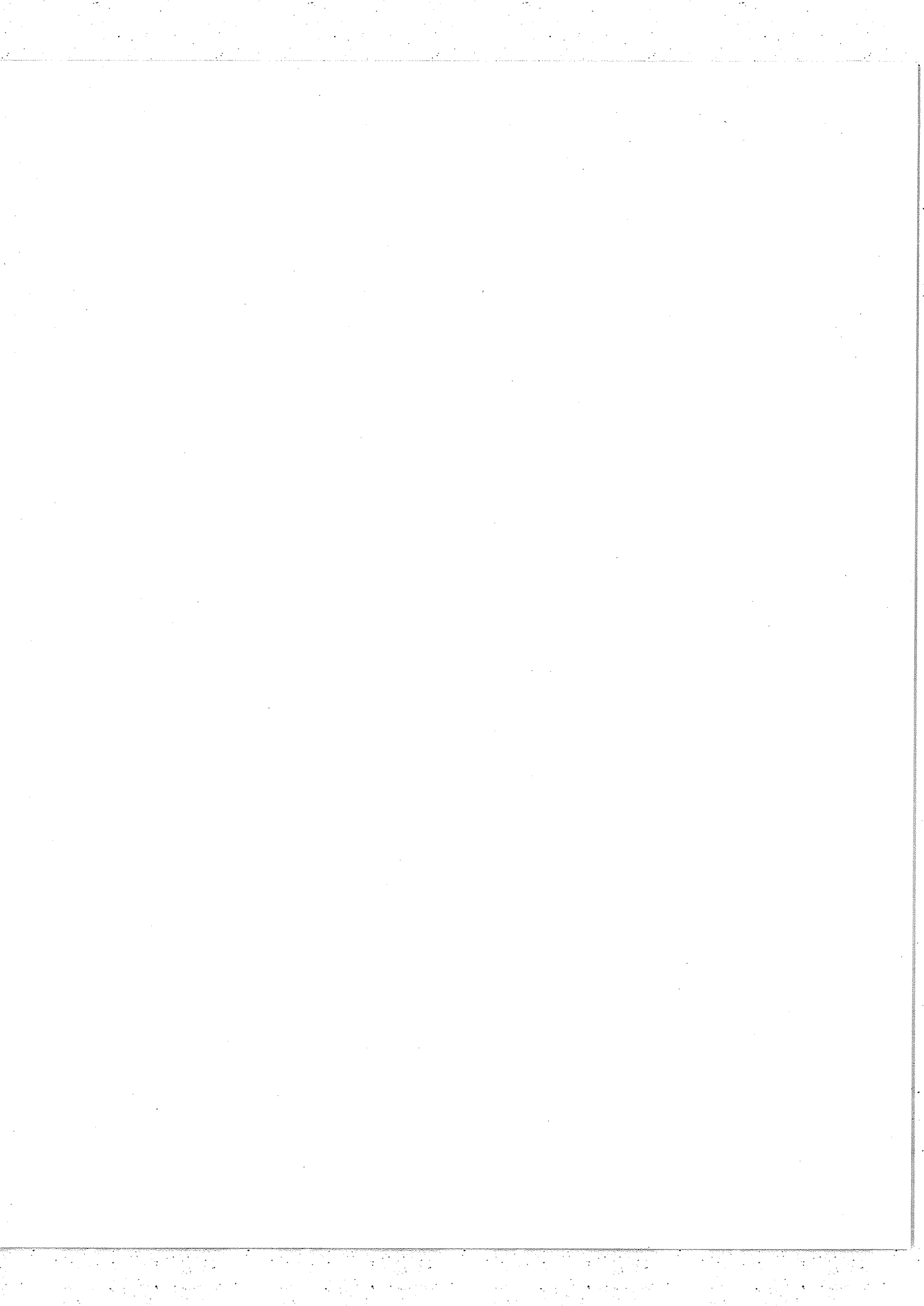


Fig. 13 b



Déformations correspondantes de la fonction ϕ pour le verre.



B - Dissymétrie de la lame semi-réfléchissante

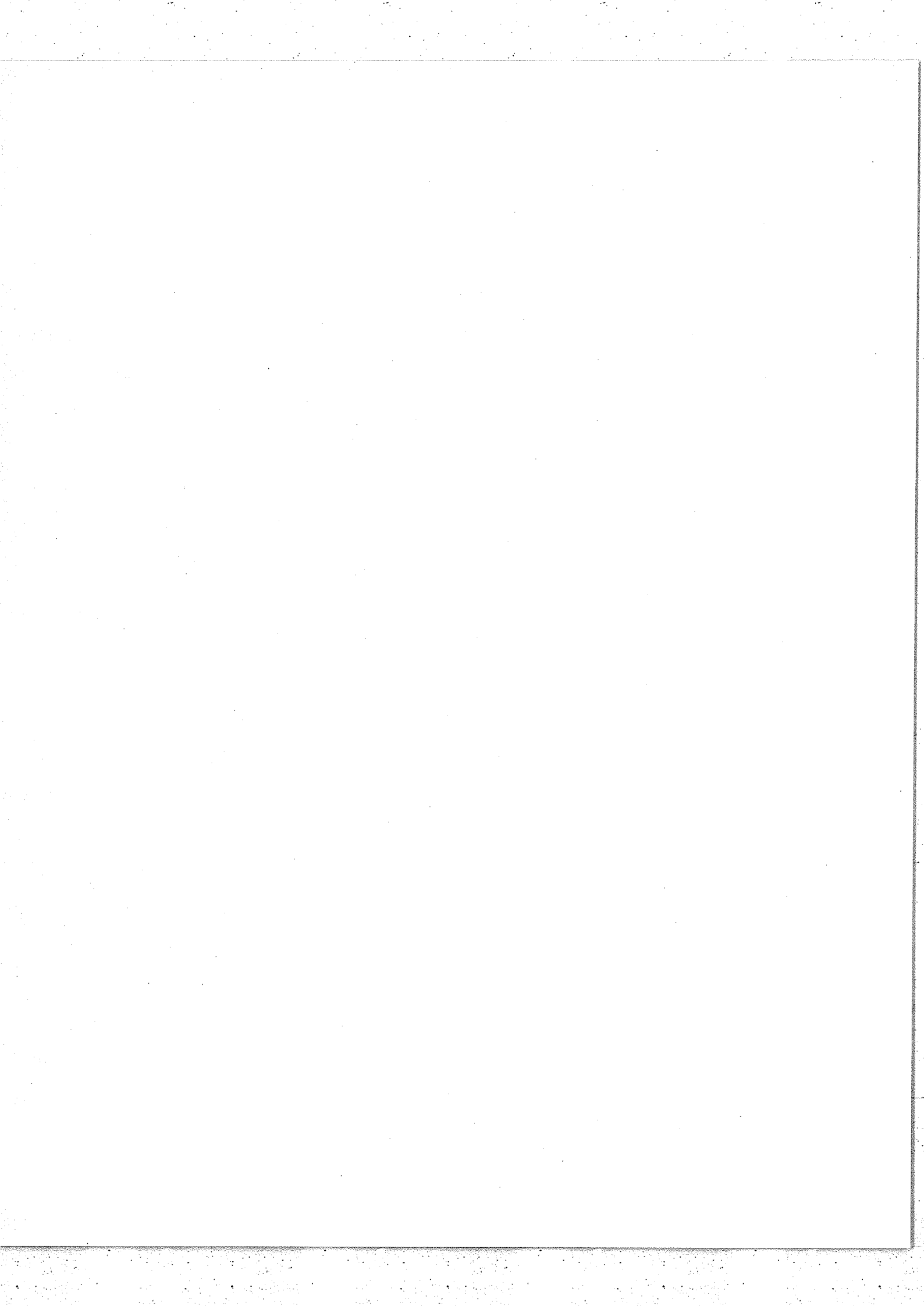
a) Structure du système séparateur

L'appareil comporte une lame compensatrice l_2 d'épaisseur e_2 et d'indice n et une lame séparatrice (fig.14). Cette dernière doit avoir une absorption négligeable et posséder des coefficients de réflexion et de transmission sensiblement égaux à 0,5. La meilleure solution pour satisfaire ces conditions est d'avoir une séparatrice composée d'une lame l_1 d'épaisseur e_1 et d'indice n sur laquelle est déposée une couche d'indice N supérieur à n . Cette couche est quart d'onde pour la longueur d'onde λ_0 correspondant au milieu σ_2 du domaine σ_1, σ_2 étudié. Dans la suite, nous supposons que les épaisseurs e_1 et e_2 et les incidences i_1 et i_2 sont telles que $\Delta e = 0$ dans la domaine spectral σ_1, σ_2 .

b) Causes de l'asymétrie.

Nous avons donc une couche semi-réfléchissante d'indice N placée entre deux milieux d'indices différents 1 et n . Nous allons étudier la phase des faisceaux transmis et réfléchis selon qu'ils sont issus de l'air ou du milieu d'indice n .

Nous n'envisagerons que le cas d'une couche diélectrique. En effet, les calculs qui vont suivre seraient semblables pour les couches métalliques, à condition toutefois d'employer les indices complexes. En outre, pour des couches minces métalliques, les propriétés optiques varient considérablement avec l'épaisseur et le mode de dépôt. Il semble donc difficile de donner une idée générale du phénomène par le calcul. Nous nous sommes donc limités à une étude expérimentale pour le cas particulier d'une couche d'aluminium déposée sur une lame de silice fondue.



Considérons donc la couche diélectrique définie en a). Les calculs qui vont suivre négligent l'absorption et la dispersion de la couche et de son support. Ils supposent en outre l'incidence normale. En effet, l'interféromètre utilisé pour les études expérimentales travaille sous incidence faible ($\sim 18^\circ$) et une faible variation de l'incidence autour de la normale ne modifie pratiquement pas les résultats obtenus.

Nous appellerons dioptre 1.N, le dioptre limitant la couche côté air et dioptre N.n celui limitant la couche côté milieu d'indice n. Un rayon lumineux se propageant dans l'air subit une infinité de réflexions sur ces deux dioptres. Calculons les coefficients de réflexion et de transmission correspondants pour l'amplitude :

- Dioptre 1.N

$$r_1 = \frac{1 - N}{1 + N} \quad \text{et} \quad t_1 = \sqrt{1 - r_1^2} = 2 \frac{\sqrt{N}}{1 + N}$$

- Dioptre N.n

$$r_2 = \frac{N - n}{N + n} \quad \text{et} \quad t_2 = \sqrt{1 - r_2^2} = 2 \frac{\sqrt{Nn}}{N + n}$$

Nous poserons en outre

$$r_1 \cdot r_2 = \rho \quad \text{et} \quad t_1 \cdot t_2 = \tau$$

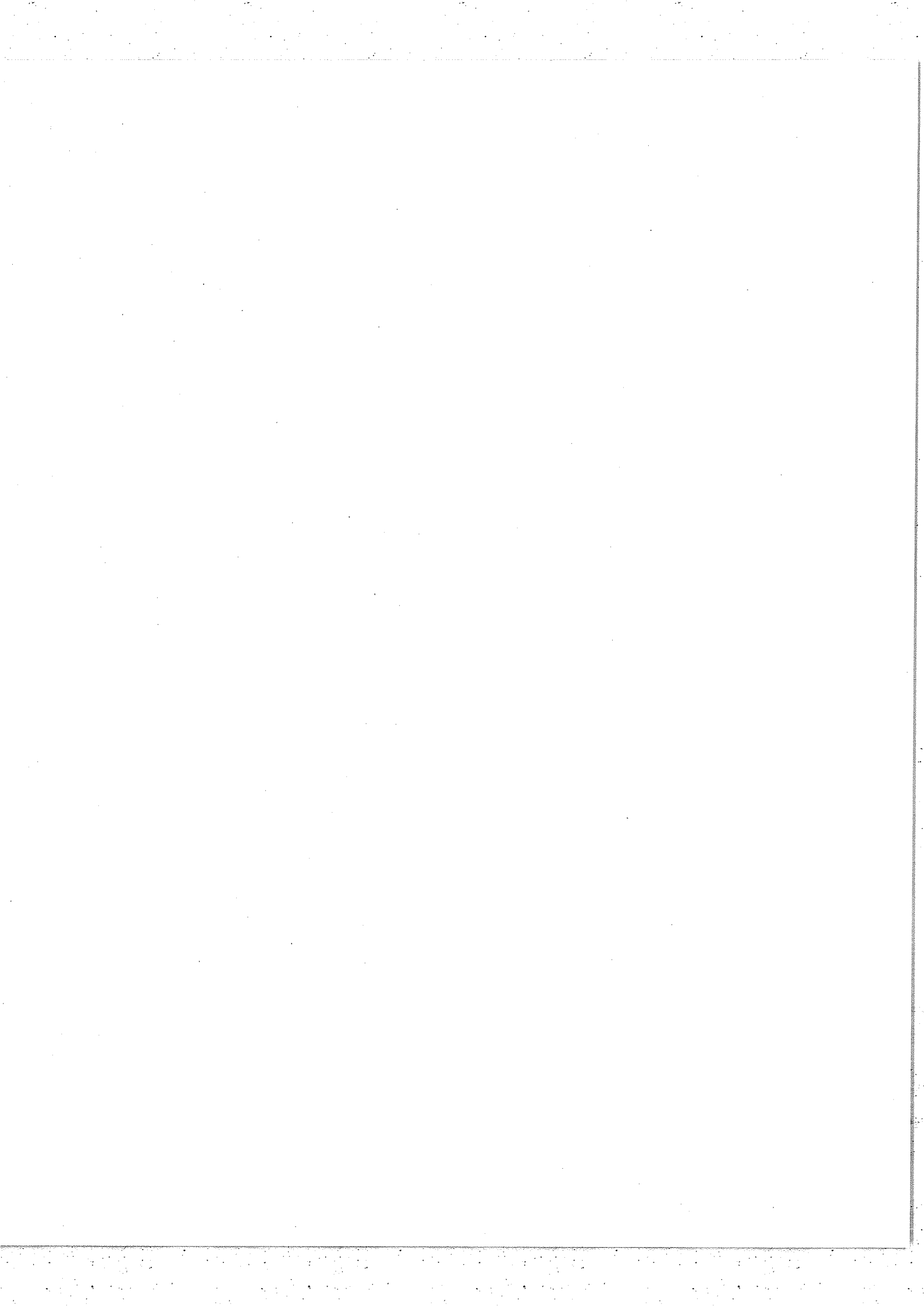
Dans le cas d'un rayon venant du milieu d'indice n :

- Dioptre n.N

$$r'_1 = \frac{n - N}{n + N} = -r_2 \quad \text{et} \quad t'_1 = \sqrt{1 - r_1'^2} = t_2$$

- Dioptre N.1

$$r'_2 = \frac{N - 1}{N + 1} = -r_1 \quad \text{et} \quad t'_2 = \sqrt{1 - r_2'^2} = t_1$$



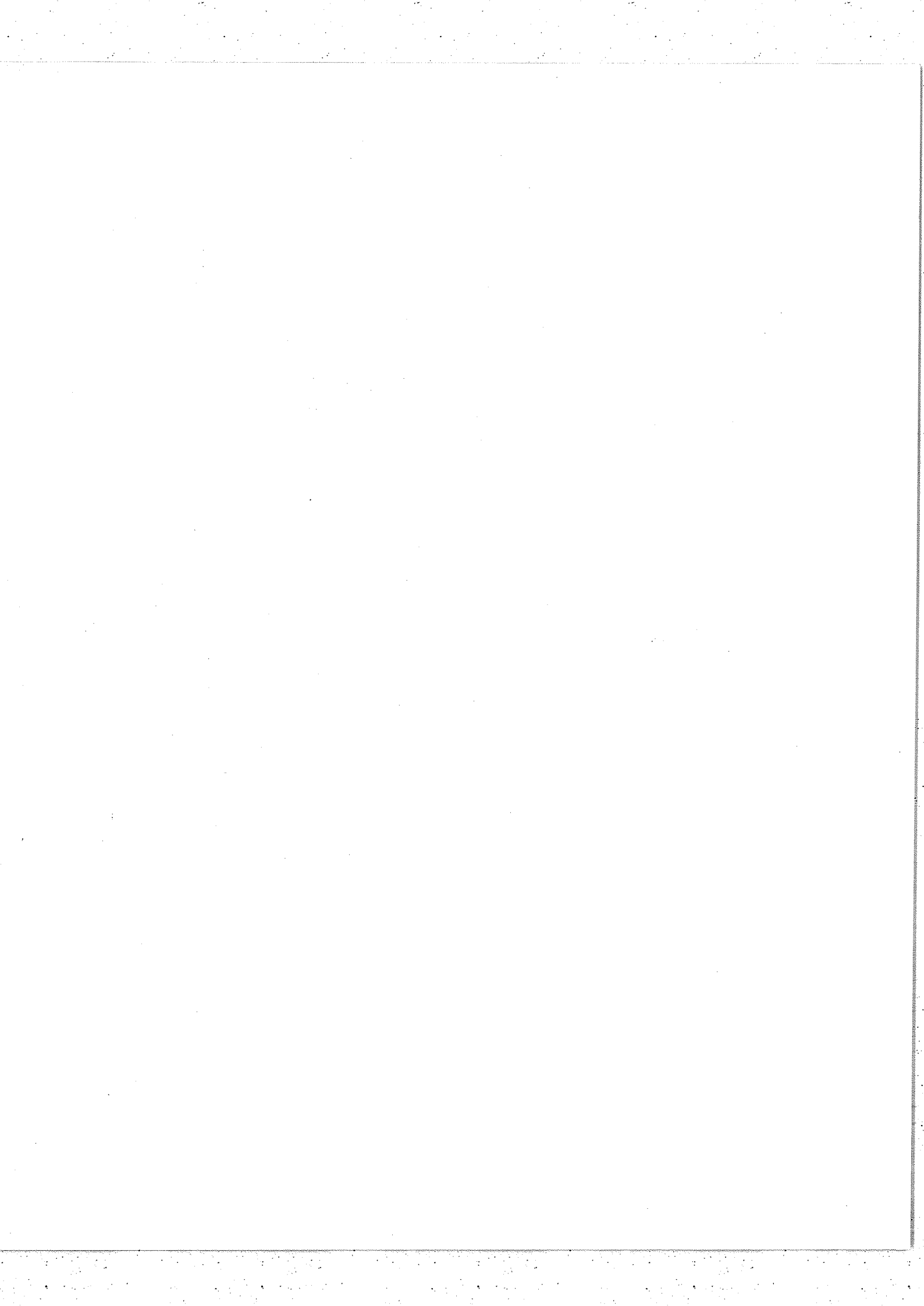
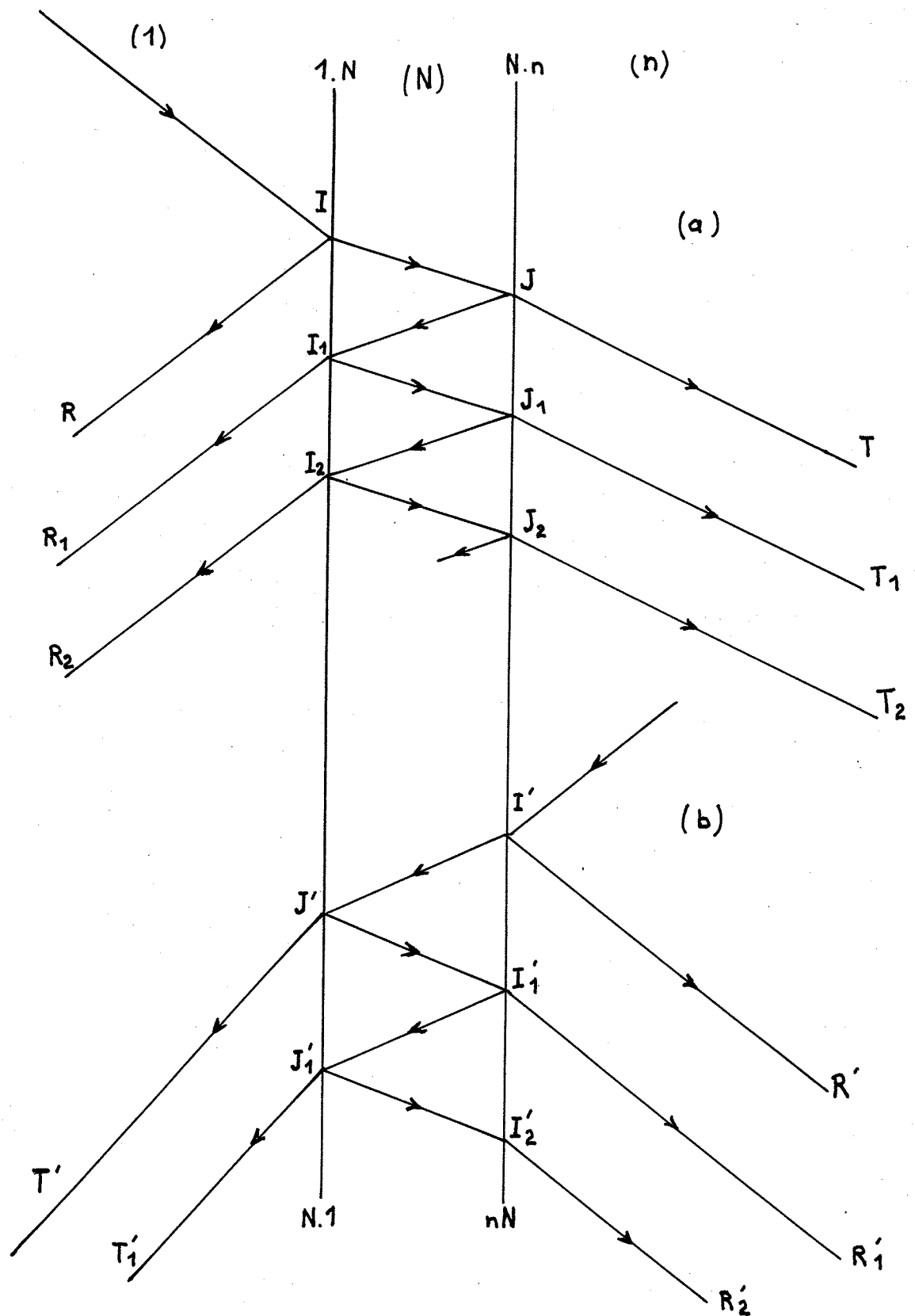


Fig. 15 - Réflexion et transmission par une couche diélectrique -



De même que précédemment

$$\rho' = n_1' \cdot n_2' = \rho \quad \text{et} \quad \tau' = t_1' \cdot t_2' = \tau$$

α) Déphasage à la transmission

Calculons l'amplitude A_T de la vibration ayant traversé la couche dans le sens air-diélectrique (fig.15a). Elle est obtenue en faisant la somme des amplitudes des rayons JT , J_1T_1 , J_2T_2 ayant traversé la couche après réflexions multiples sur les deux dioptries (sauf JT). Si A_0 était l'amplitude initiale, nous avons :

$$A_T = A_0 t_1 t_2 e^{-j\frac{\theta}{2}} \left(1 - r_1 r_2 e^{-j\theta} + r_1^2 r_2^2 e^{-2j\theta} + \dots \right)$$

avec

$$\theta = 4\pi \frac{\lambda_0}{4} \sigma \cdot N = \pi \frac{\sigma}{\sigma_0} N$$

Ce qui donne :

$$A_T = A_0 \frac{t_1 t_2 e^{-j\frac{\theta}{2}}}{1 + r_1 r_2 e^{-j\theta}} = A_0 \frac{\tau e^{-j\frac{\theta}{2}}}{1 + \rho e^{-j\theta}}$$

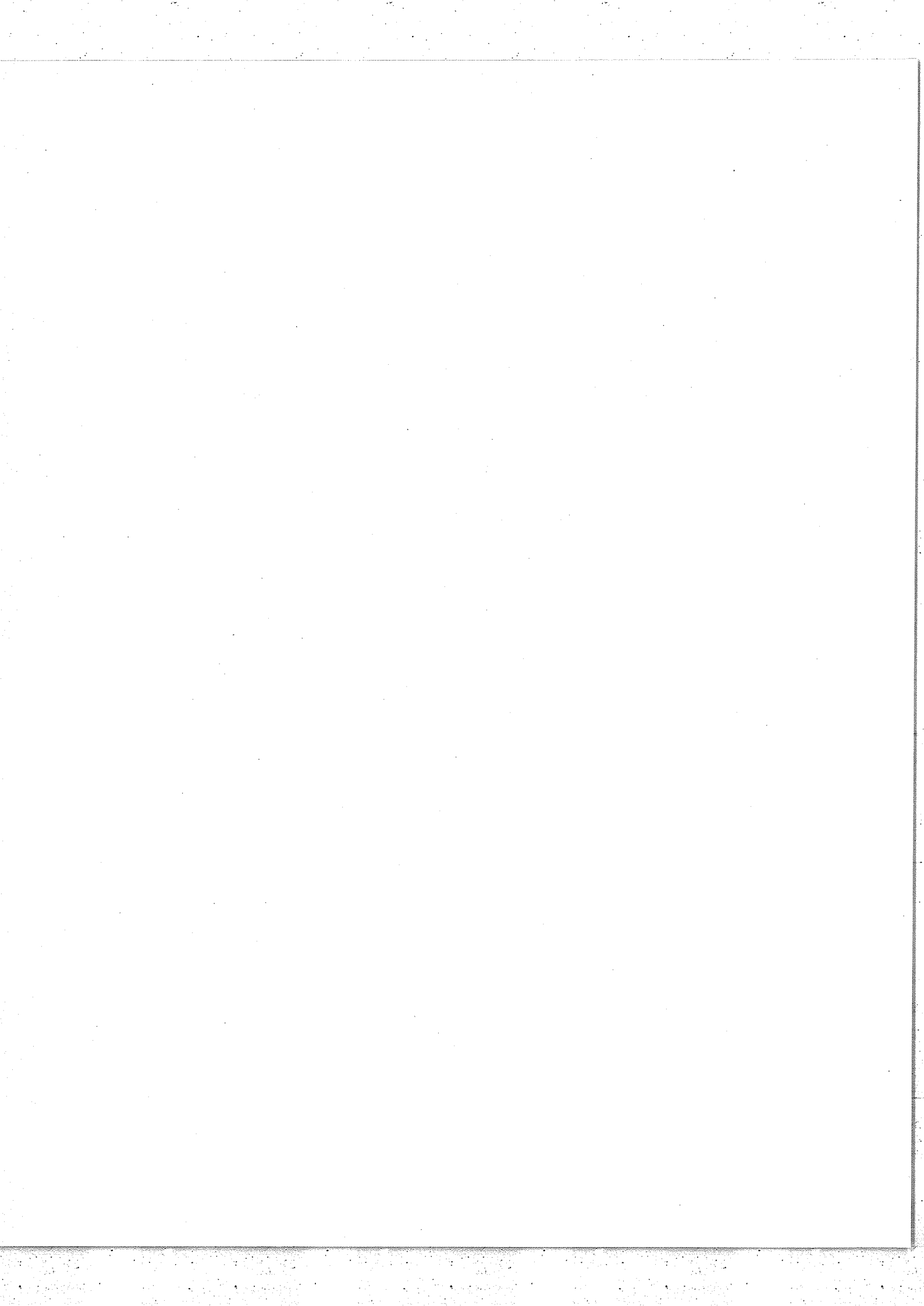
La luminance transmise est alors :

$$L_T = B_0 \frac{\tau^2}{1 + \rho^2 + 2\rho \cos \theta} \quad \text{avec} \quad B_0 = |A_0|^2$$

Quant au déphasage Ψ_T subi par la vibration incidente, il est donné par

$$\operatorname{tg} \Psi_T = \frac{(\rho-1) \sin \frac{\theta}{2}}{(1+\rho) \cos \frac{\theta}{2}} = \frac{\rho-1}{\rho+1} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$$

Pour une vibration ayant traversé la couche dans le sens contraire, on obtient les résultats correspondants en remplaçant dans les formules précédentes ρ et τ respectivement par ρ' et τ' .



Donc :

$$A'_T = A_0 \frac{\tau' e^{-j\frac{\theta}{2}}}{1 + \rho' e^{-j\theta}}$$

$$L'_T = B_0 \frac{\tau^2}{1 + \rho^2 + 2\rho \cos \theta}$$

$$\text{et } \text{tg } \Psi'_T = \frac{\rho' - 1}{\rho' + 1} \text{tg } \frac{\theta}{2}$$

Mais nous avons vu que $\rho = \rho'$ et $\tau = \tau'$. Par conséquent, nous retrouvons pour A'_T , L'_T et $\text{tg } \Psi'_T$ les mêmes valeurs que pour A_T , L_T et $\text{tg } \Psi_T$.

Le déphasage à la transmission est donc indépendant du sens de propagation. La dissymétrie du système traversé n'introduit pas de déphasage relatif entre deux vibrations se propageant en sens inverse, comme on pouvait le penser à priori.

3) Déphasage à la réflexion (fig.15b)

Considérons une vibration se propageant dans l'air et se réfléchissant sur la lame séparatrice. La vibration réfléchie a pour amplitude complexe A'_R , somme des amplitudes des rayons $IR, I_{1R_1}, I_{2R_2}, \dots$:

$$A'_R = A_0 \left[r_1 + r_2 t_1^2 e^{-j\theta} \left(1 - r_1 r_2 e^{-j\theta} + r_1^2 r_2^2 e^{-2j\theta} + \dots \right) \right]$$

qui donne

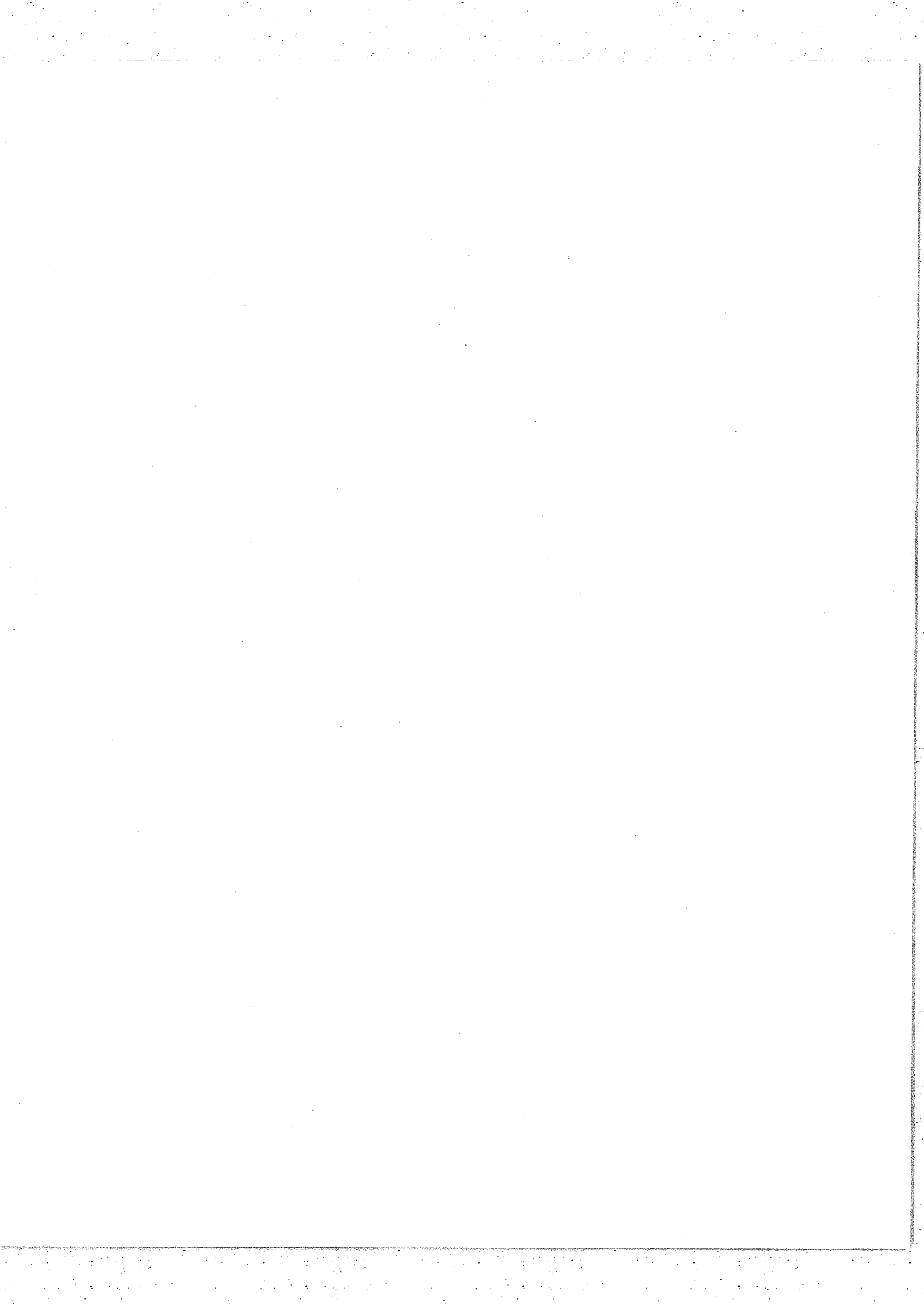
$$A'_R = A_0 \left[r_1 + \frac{r_2 t_1^2 e^{-j\theta}}{1 + \rho e^{-j\theta}} \right]$$

Par suite, la luminance réfléchie est :

$$\begin{aligned} L'_R &= B_0 \left[r_1^2 + \frac{r_2 t_1^2 + 2\rho t_1^2 (\rho + \cos \theta)}{1 + \rho^2 + 2\rho \cos \theta} \right] \\ &= B_0 \left[1 - \frac{\tau^2}{1 + \rho + 2\rho \cos \theta} \right] \end{aligned}$$

et

$$\text{tg } \Psi'_R = \frac{(\rho r_1 - r_2) \sin \theta}{r_1 (1 + \rho^2 + 2\rho \cos \theta) + r_2 t_1^2 (\rho + \cos \theta)}$$



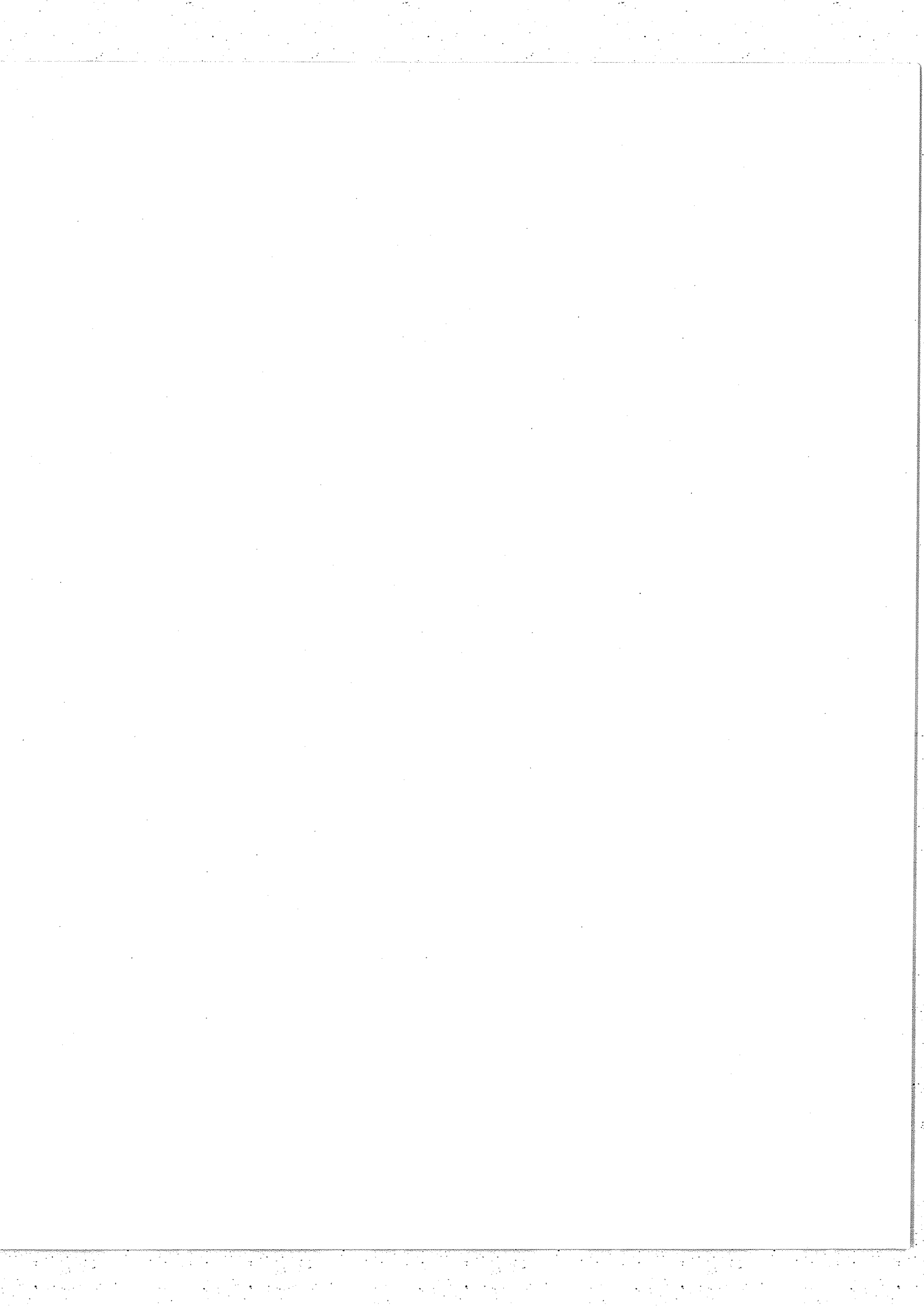
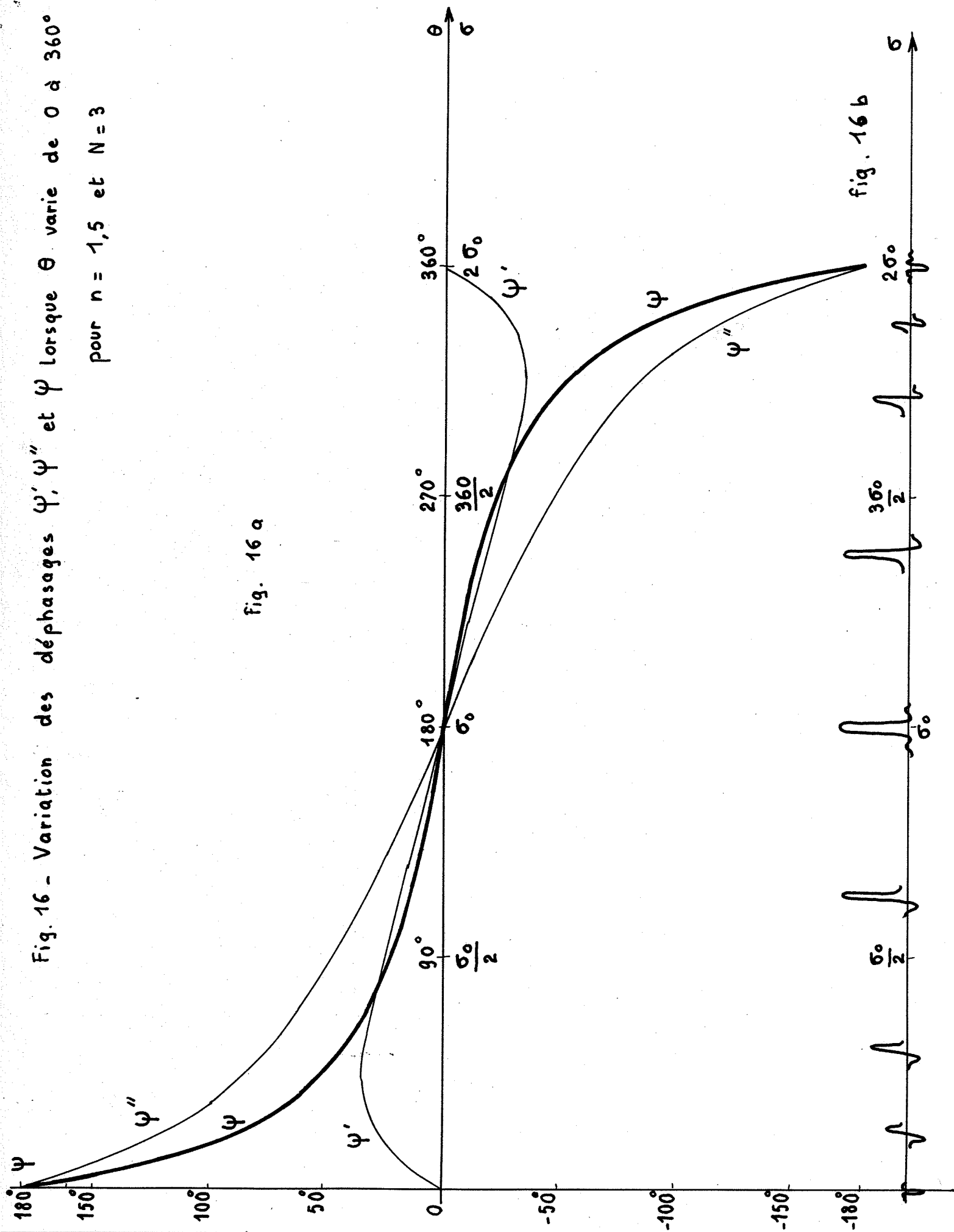


Fig. 16 - Variation des déphasages ψ' , ψ'' et ψ lorsque θ varie de 0 à 360° pour $n = 1,5$ et $N = 3$



ou encore :

$$\operatorname{tg} \psi' = \frac{(p n_1 - n_2) \sin \theta}{n_1 + p n_2 + \cos \theta (n_2 + p n_1)}$$

Pour une vibration issue du milieu d'indice n , nous avons :

$$A''_R = \left[n'_1 + \frac{n'_2 t_1^2 e^{-j\theta}}{1 + p' e^{-j\theta}} \right] A_0$$

$$A''_r = -A_0 \left[n_2 + \frac{n_1 t_2^2 e^{-j\theta}}{1 + p e^{-j\theta}} \right] \neq A'_R$$

$$L''_r = B_0 \left[1 - \frac{\tau'^2}{1 + p'^2 + 2p' \cos \theta} \right] = B_0 \left[1 - \frac{\tau^2}{1 + p^2 + 2p \cos \theta} \right] = L'_r$$

$$\operatorname{tg} \psi'' = \frac{(p' n'_1 - n'_2) \sin \theta}{n'_1 + p' n'_2 + \cos \theta (n'_2 + p' n'_1)}$$

$$\operatorname{tg} \psi''' = \frac{(p n_2 - n_1) \sin \theta}{n_2 + p n_1 + \cos \theta (n_1 + p n_2)}$$

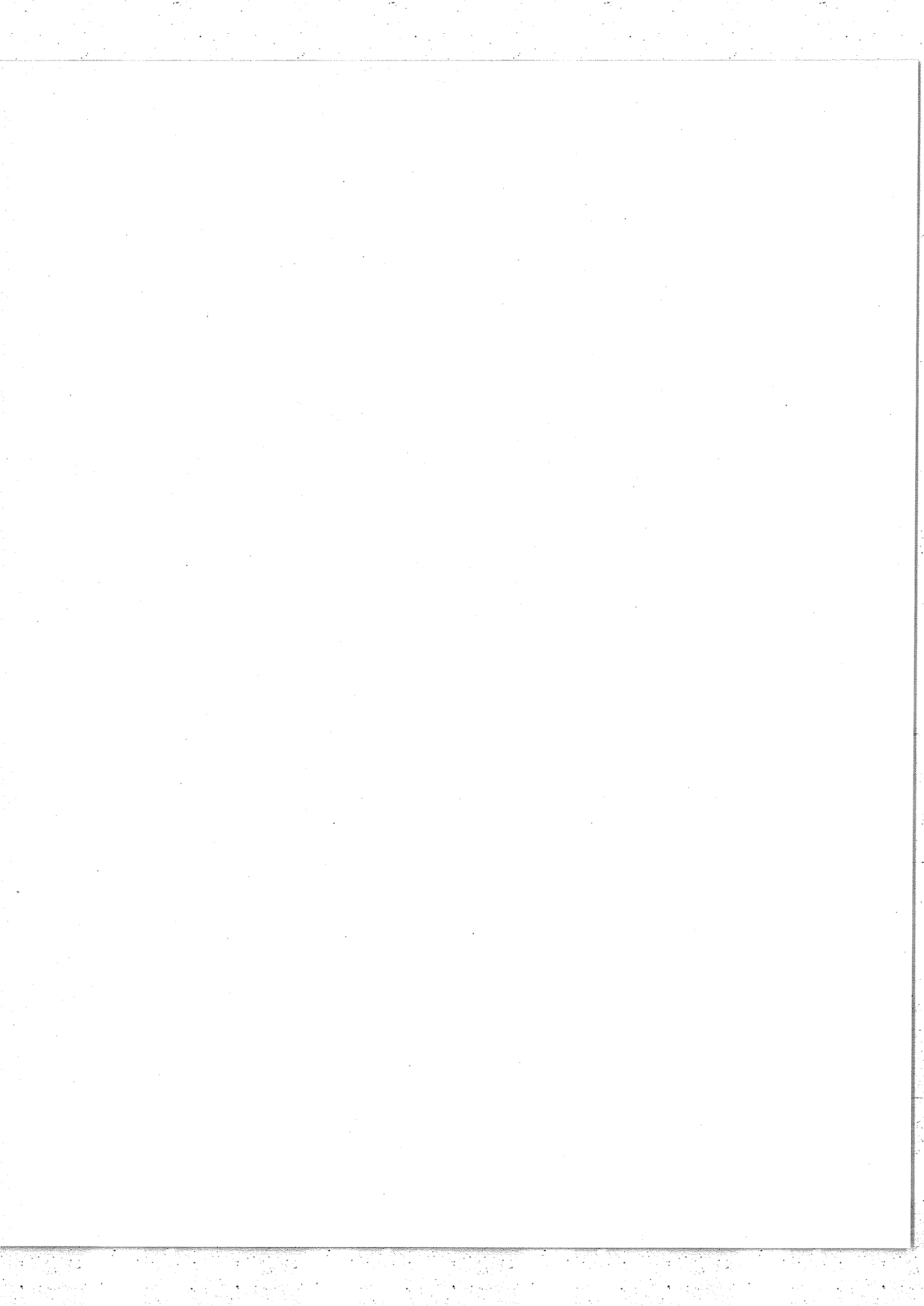
Donc

$$\operatorname{tg} \psi'' \neq \operatorname{tg} \psi'$$

Ainsi, alors que la luminance réfléchie est la même quel que soit le sens de propagation de la lumière, la dissymétrie du système séparateur entraîne un déphasage relatif des vibrations se propageant dans des sens opposés. La figure 16a donne les variations de ψ' et ψ'' et de ce déphasage relatif $\Psi = \psi' - \psi''$ en fonction de θ et de σ dans le cas, choisi à titre d'exemple, où $n = 1,5$ et $N = 3$. On trouvera sur la figure 16c les variations correspondantes des facteurs de réflexion et de transmission R et T pour la lame séparatrice et \mathcal{R} et \mathcal{T} pour l'interféromètre.

Examinons l'influence de ce déphasage, variable, avec σ , sur la fonction d'appareil. Les vibrations interférentes ayant pour amplitude :

$$\begin{aligned} A' &= A_0 \sqrt{RT} e^{-j(\psi_r + \psi')} \\ A'' &= A_0 \sqrt{RT} e^{-j(\psi + \psi_r + \psi'')} \end{aligned} \quad \text{avec} \quad \psi = 2\pi\sigma\delta_0$$



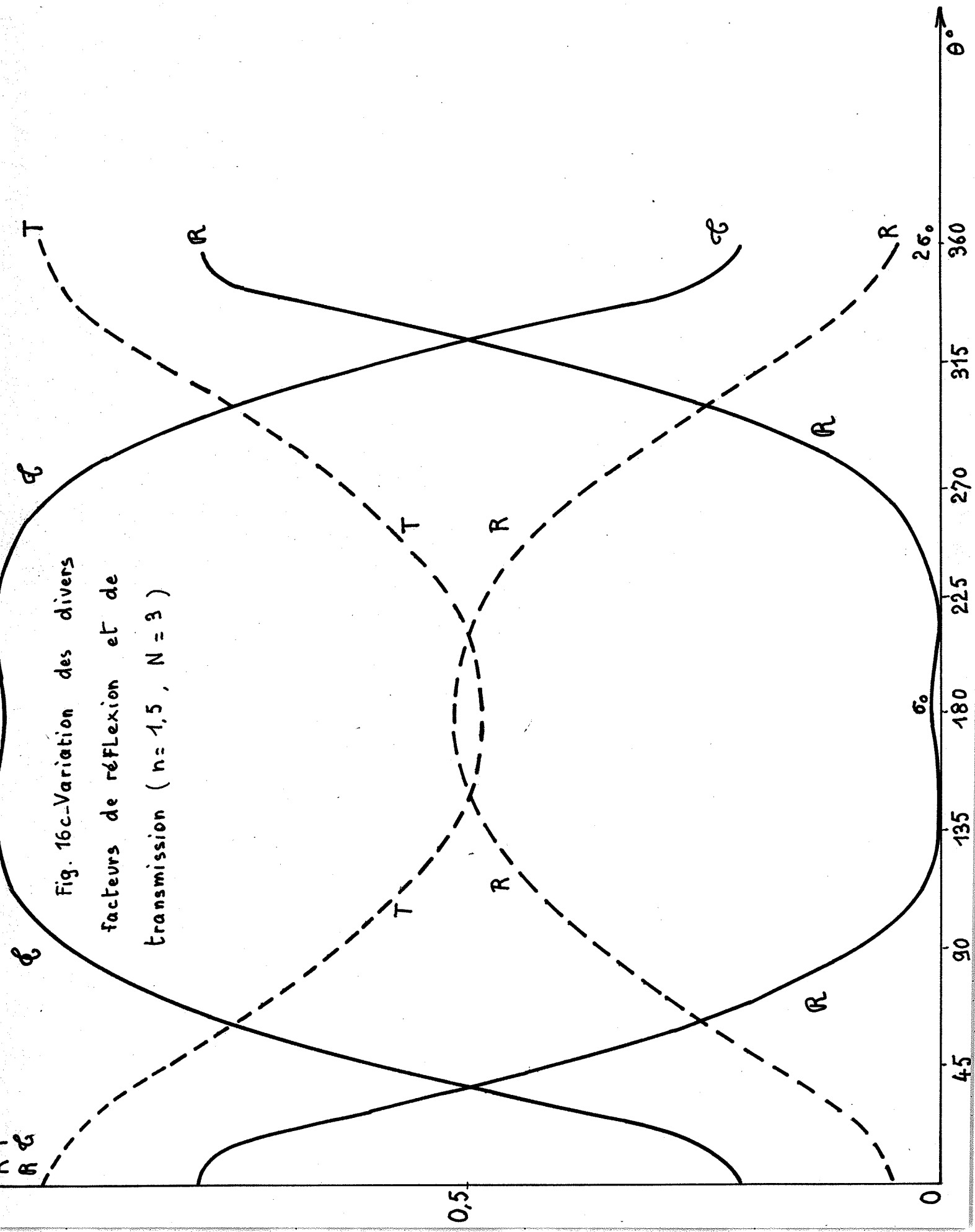
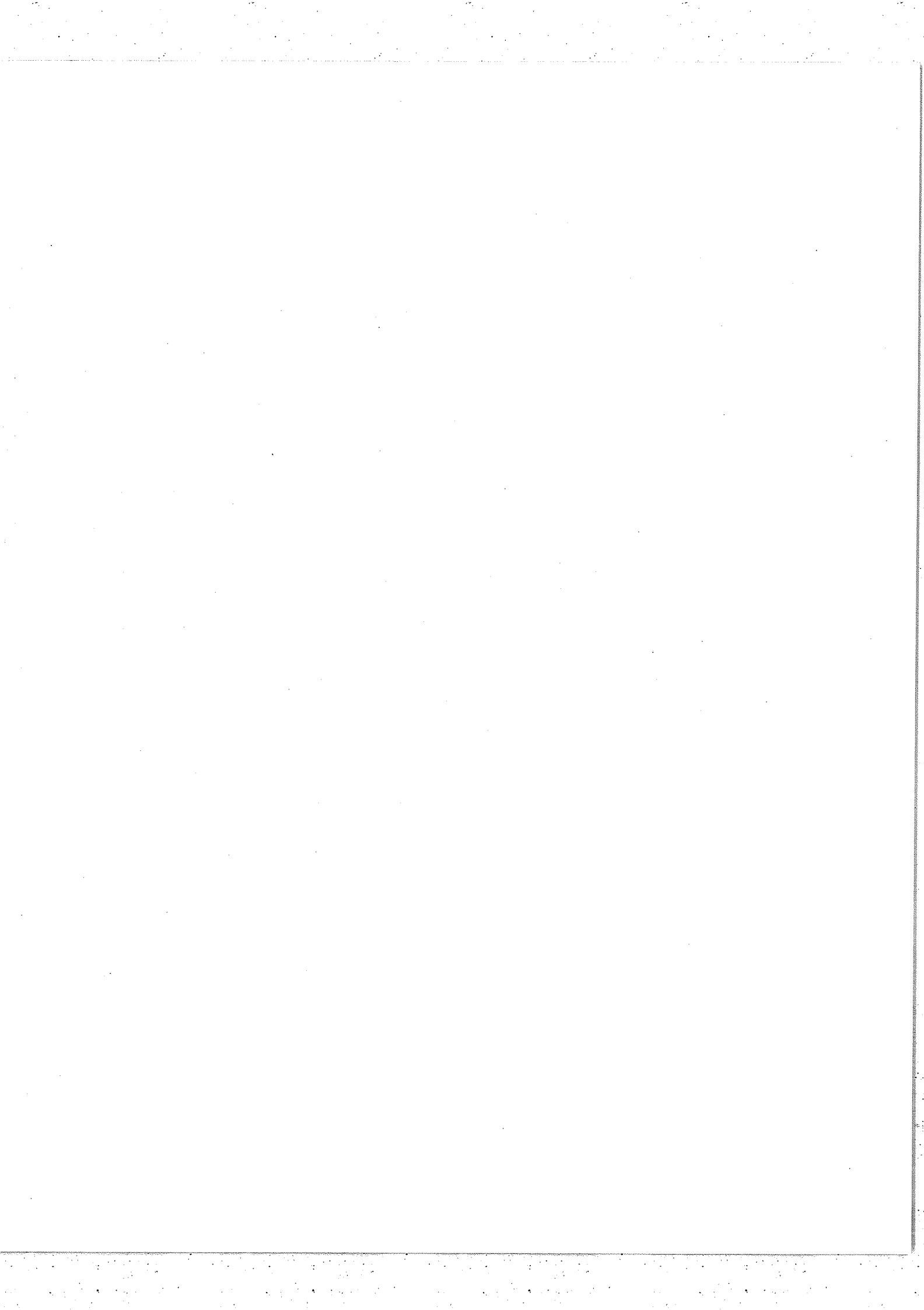
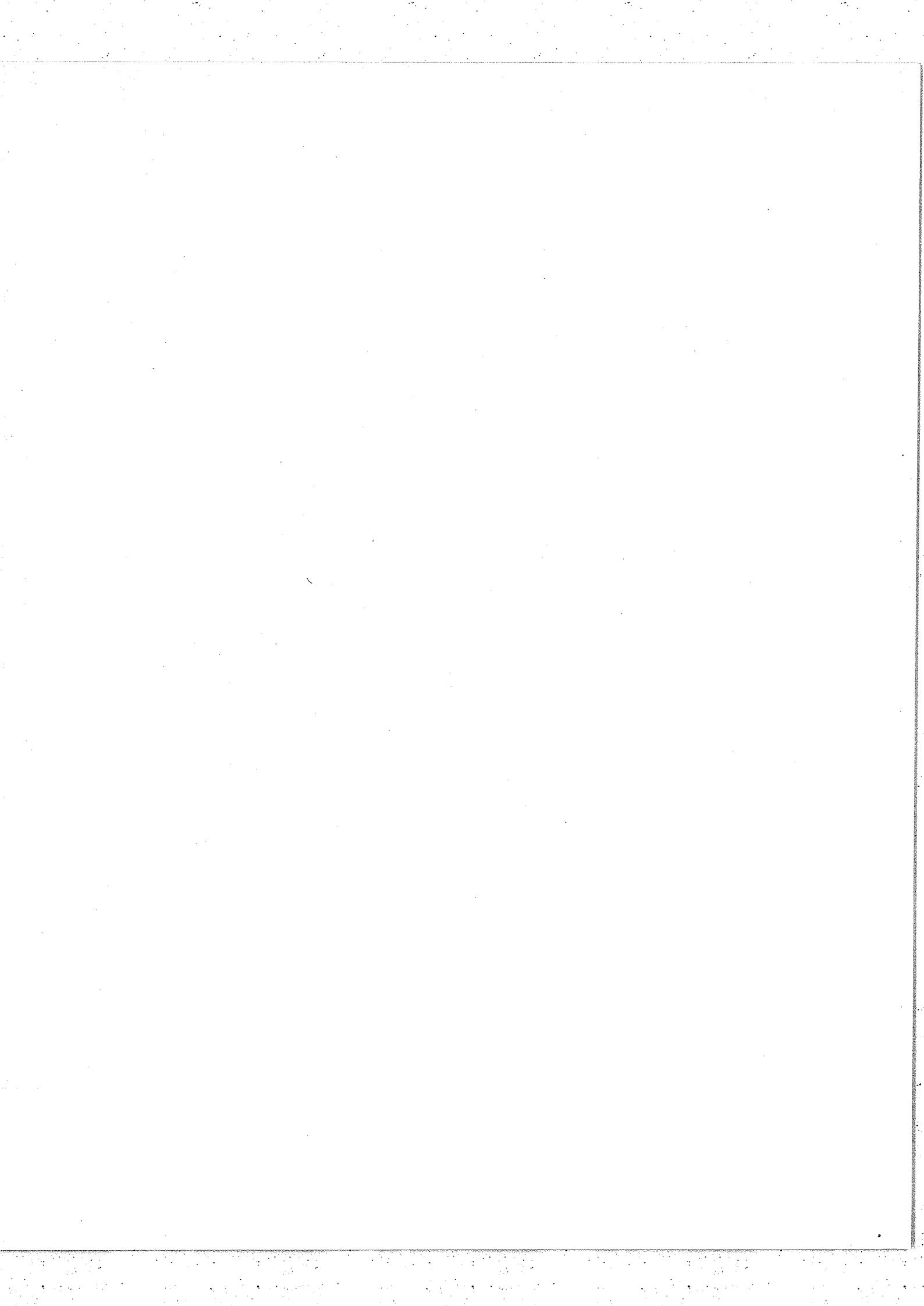


Fig. 16c-Variation des divers facteurs de réflexion et de transmission ($n = 1,5$, $N = 3$)





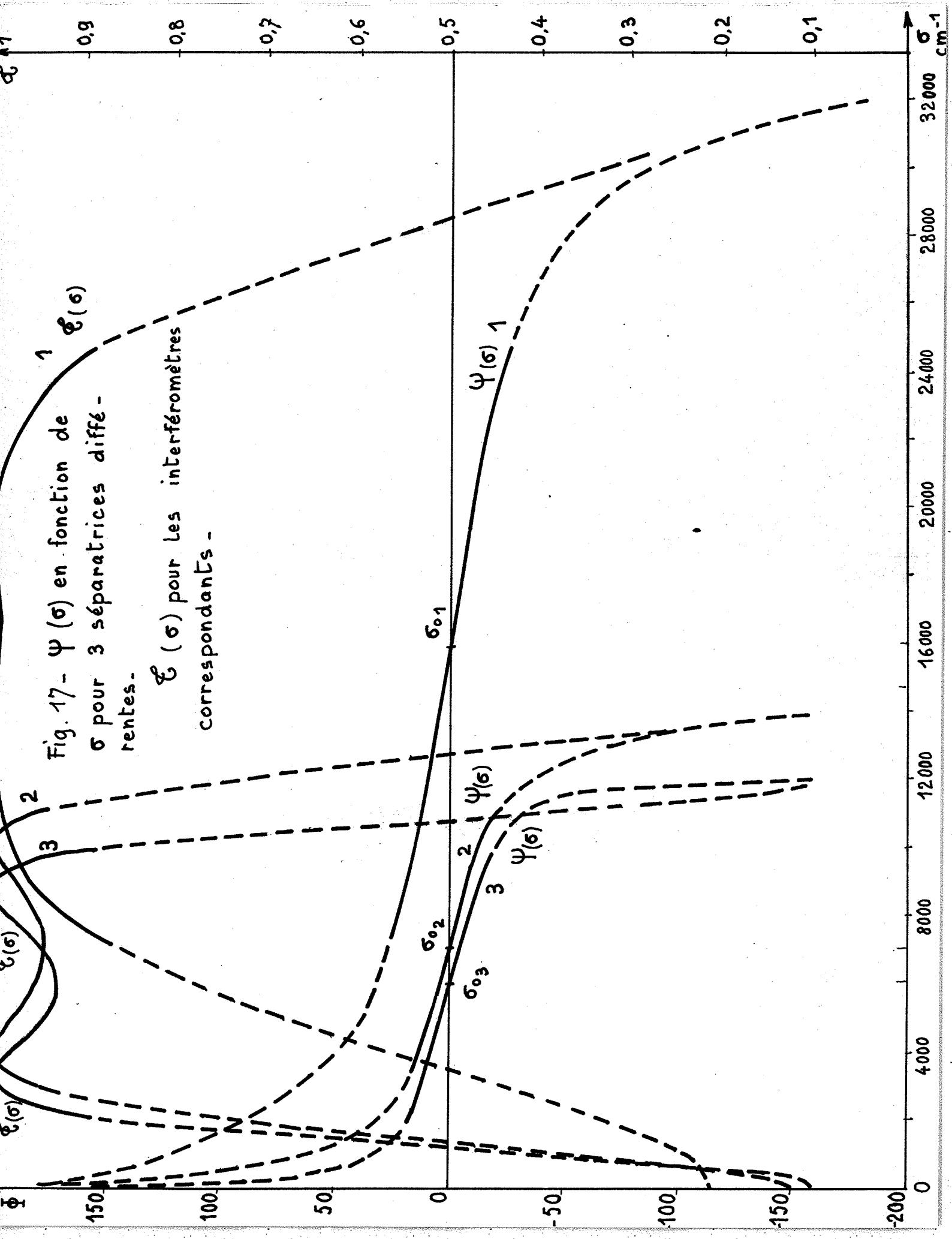


Fig. 17 - $\Psi(\sigma)$ en fonction de σ pour 3 séparatrices diffé-rentes.

$\zeta(\sigma)$ pour les interféromètres correspondants.

La luminance à la sortie sera :

$$L_e = B_o \cdot 2RT [1 + \cos(\varphi + \psi)]$$

L'interférogramme a la forme ()

$$I(\sigma_o) = 2RT \cdot B_o \cdot \cos 2\pi\sigma [\sigma_o \cdot \Delta(\sigma)]$$

avec
$$2\pi\sigma\Delta = \psi = \int \Phi$$

La figure 16b montre les déformations de la fonction d'appareil lorsque θ varie de 0 à 360° ou σ de 0 à $2\sigma_o$.

Nous avons calculé les variations de ψ dans le cas de trois lames séparatrices couramment utilisées.

- a) lame de verre Borosilicate Crown (B 1664 du catalogue PARRA-MANTOIS)
- $n = 1,5$ - et couche d'oxyde de titane ($N = 3$) quart d'onde pour
 $\sigma_o = 16000\text{cm}^{-1}$ (fig.17.1 et 18.1).
- b) lame de silice fondue ($n = 1,45$) et couche de silicium ($N = 3, 5$), quart d'onde pour $\sigma_o = 7000\text{cm}^{-1}$ (fig.17.2 et 18.2).
- c) lame de fluorine ($n = 1,4$) et couche de silicium ($N = 3,5$), quart d'onde pour $\sigma_o = 6000\text{cm}^{-1}$ (fig.17.3 et 18.3).

Dans les trois cas, nous avons négligé les variations d'indices puisque, d'une part, nous sommes dans des régions d'absorption négligeable pour chacune des lames, et d'autre part, parce qu'une faible variation d'indice influe très peu sur les courbes. Les parties pointillées de celles-ci (fig.17 et 18) correspondent à des valeurs n'ayant pas de signification physique du fait de l'absorption par la couche ou par son support.

La figure 17 montre les variations de ψ avec σ et celles de \mathcal{E} correspondantes pour chacune des lames.

La figure 18 donne les variations de R et T pour les lames séparatrices.

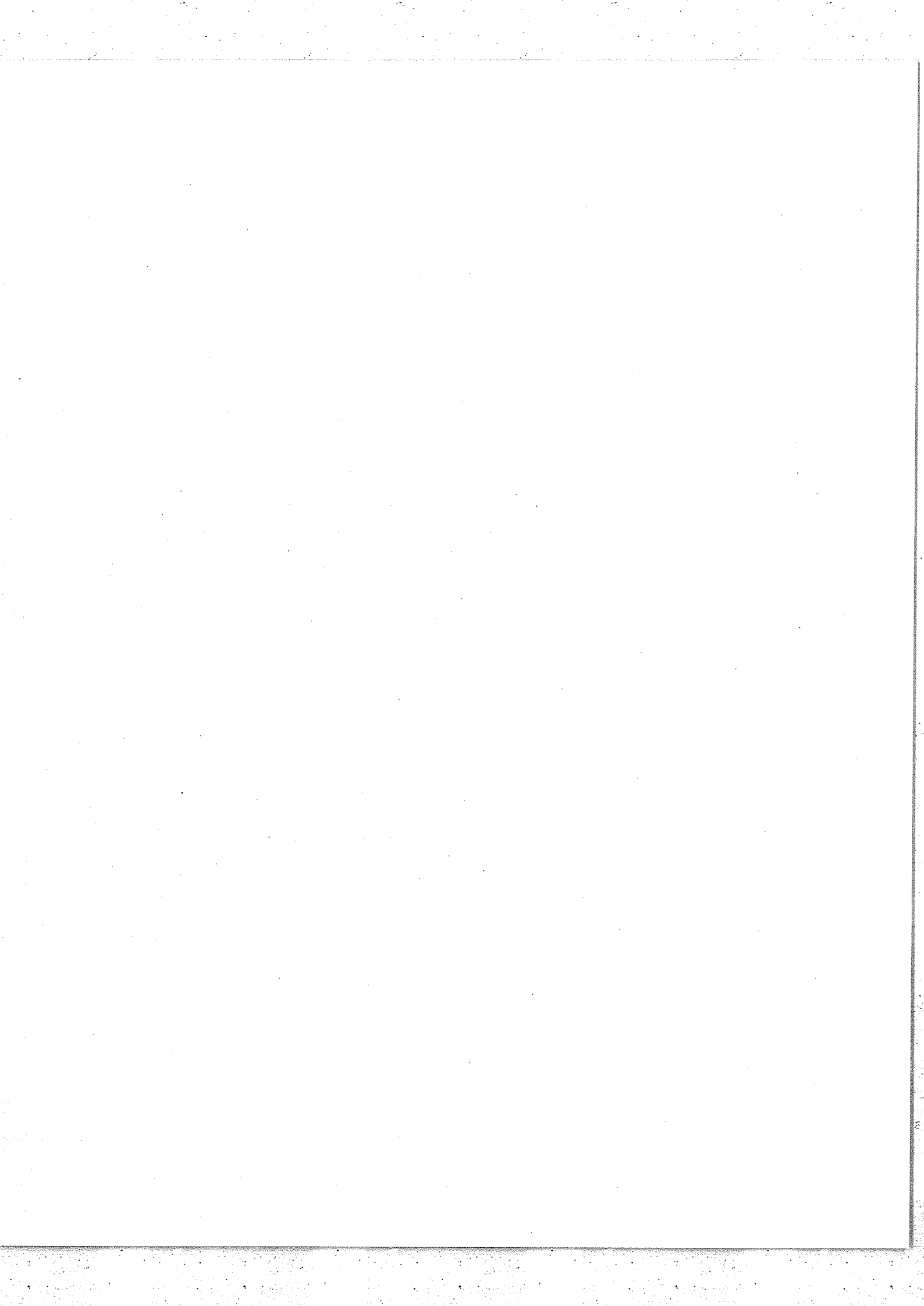
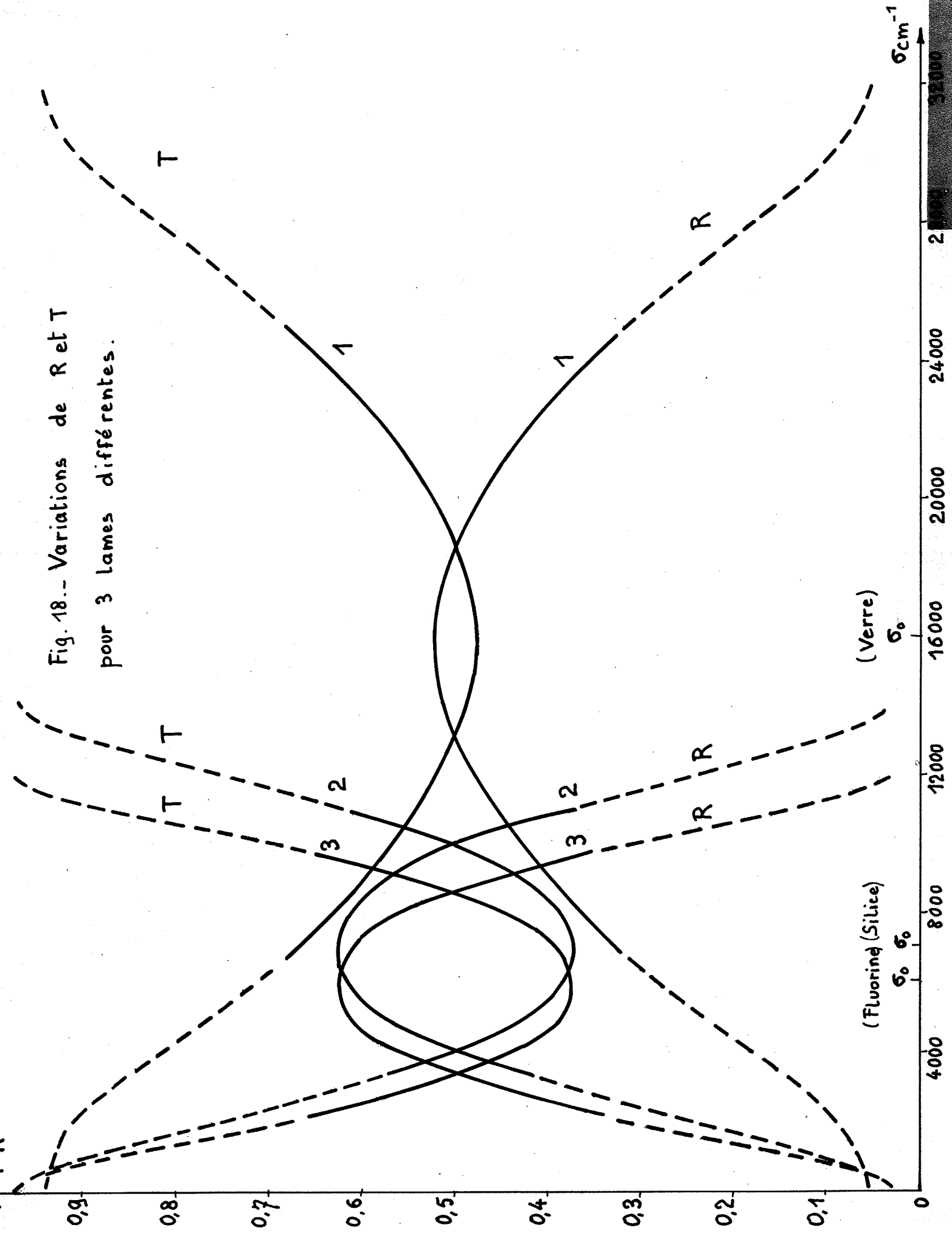
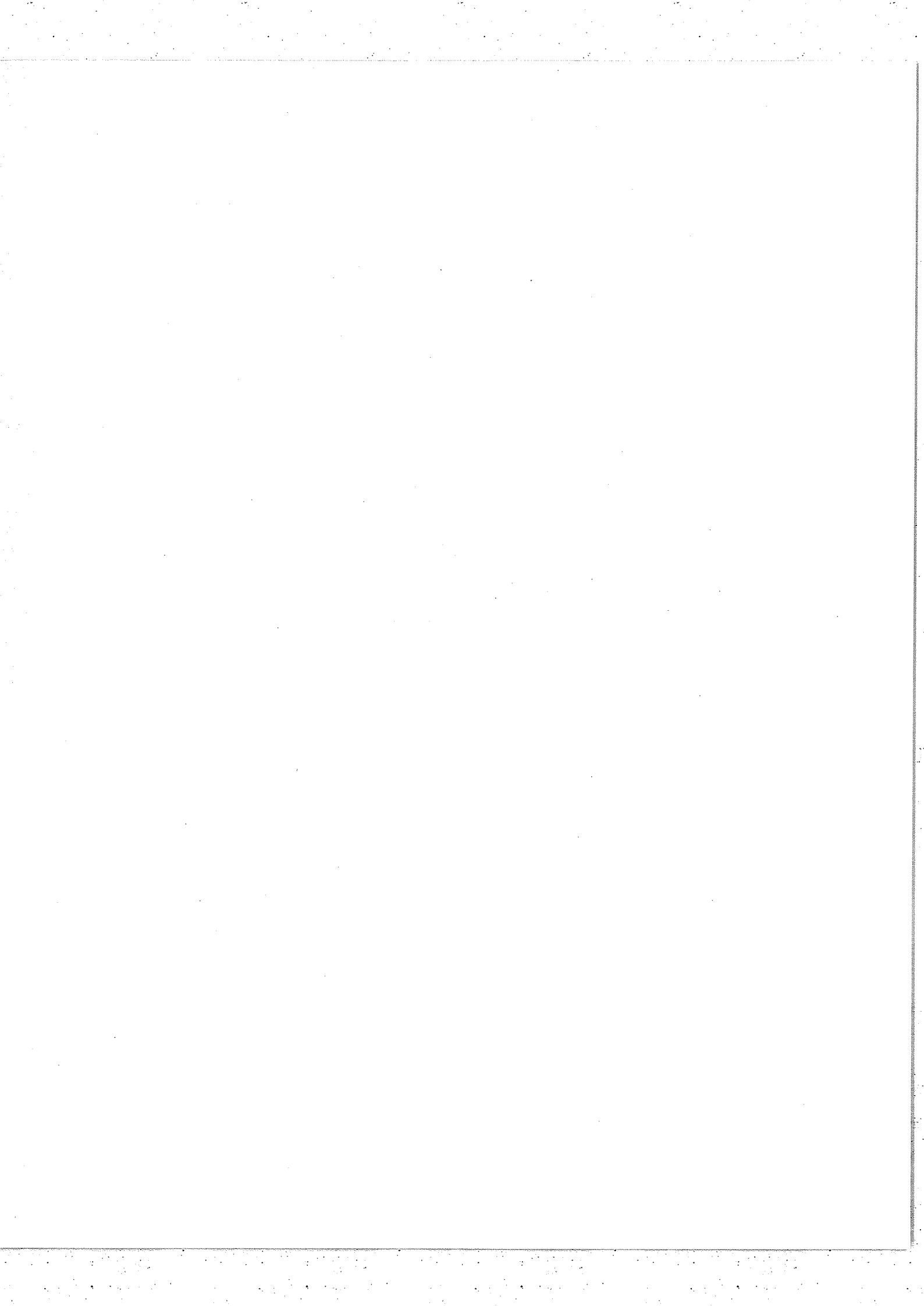
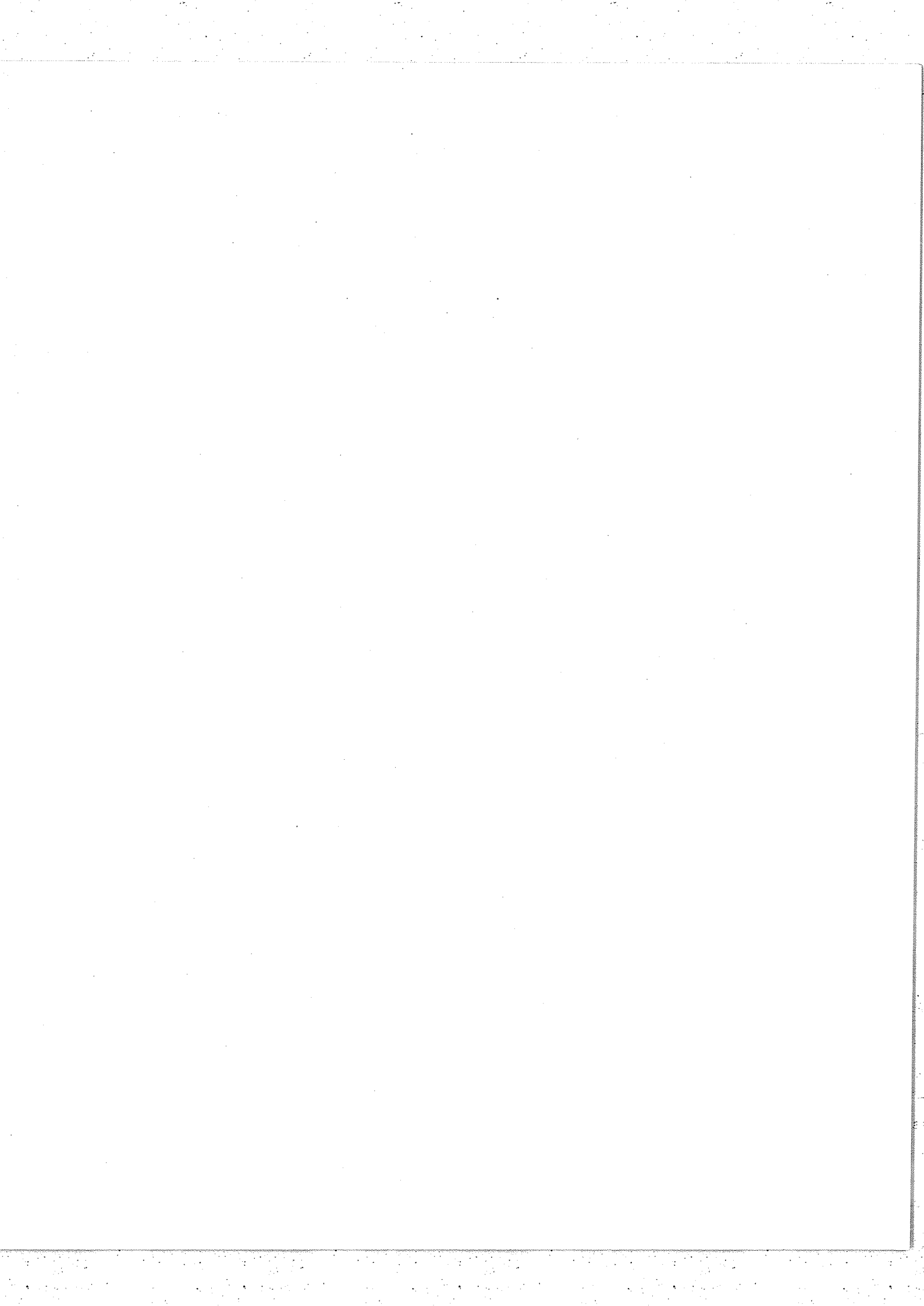


Fig. 18.- Variations de R et T pour 3 lames différentes.







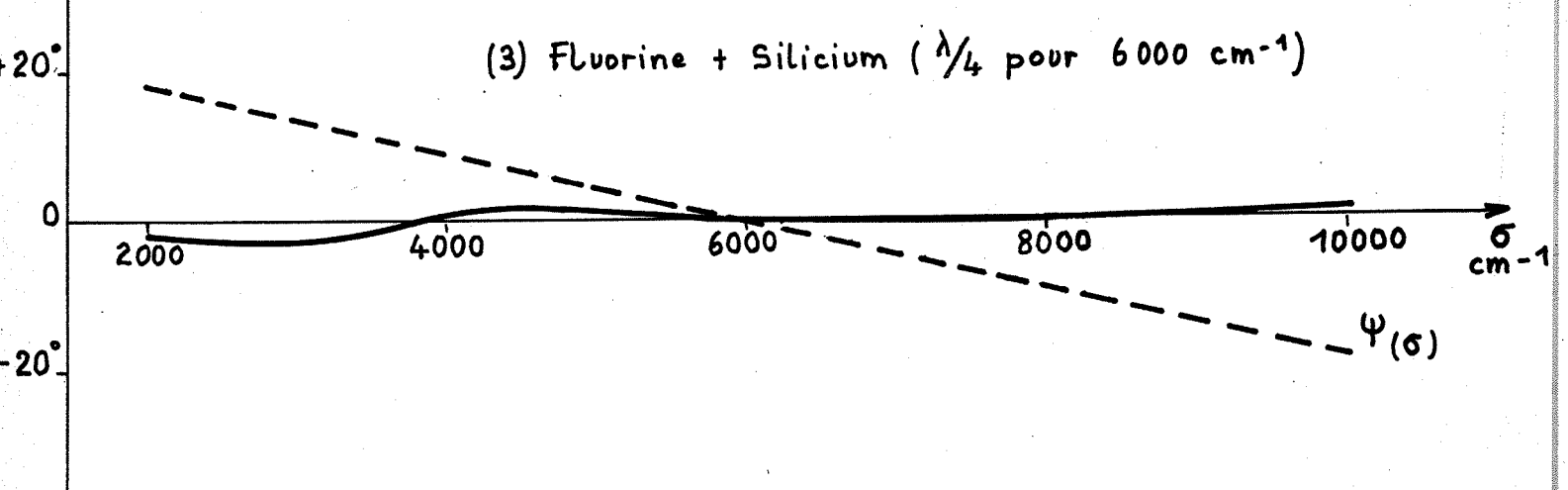
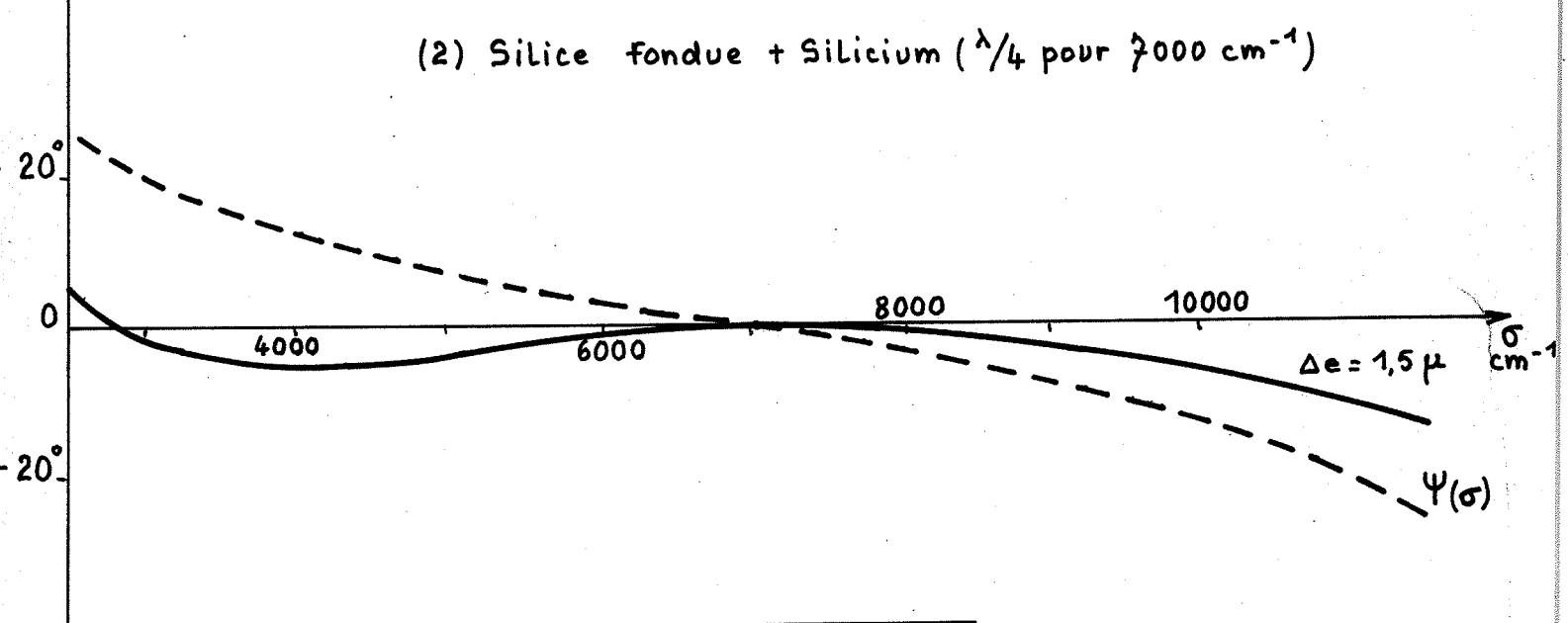
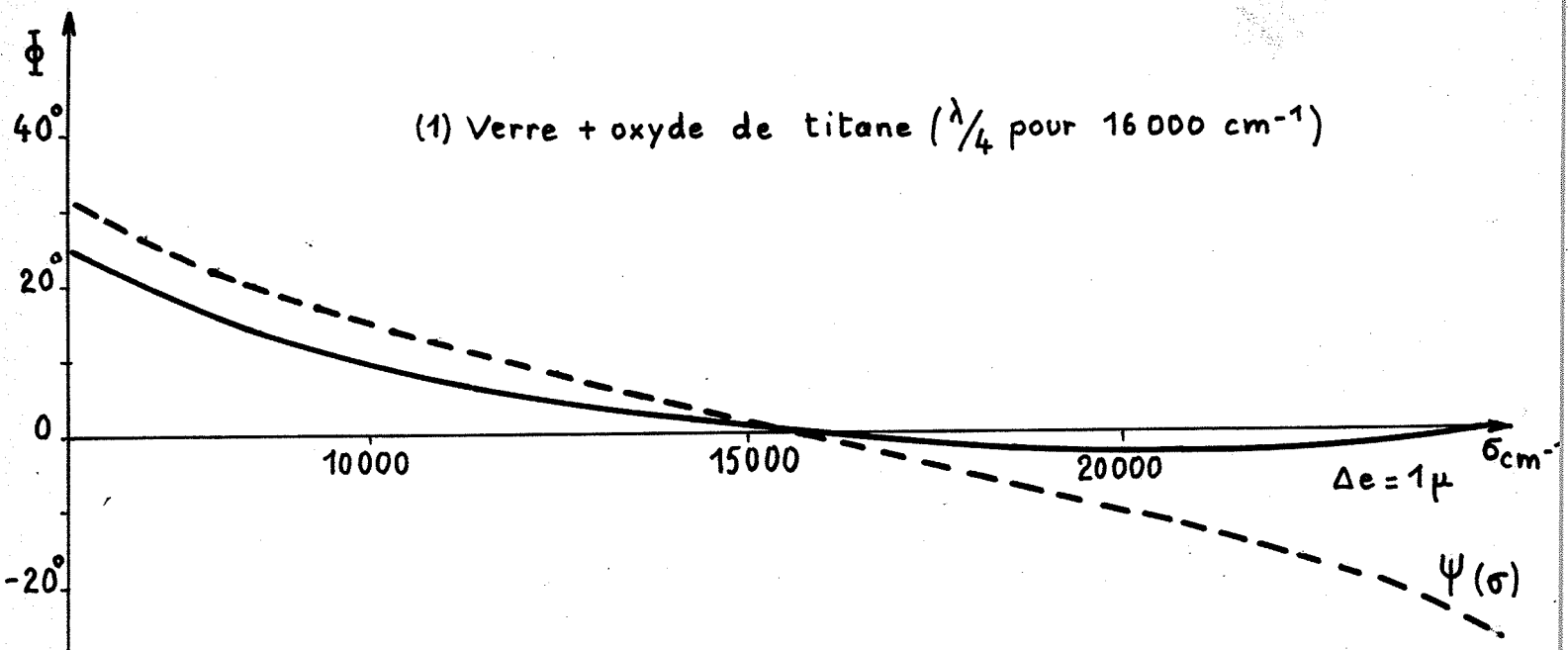


Fig. 19 - Compensation des déphasages -

C - Conséquences pratiques du déphasage - Essais d'achromatisation -

Dans les deux paragraphes précédents A et B, nous avons étudié un interféromètre ne possédant qu'un défaut à la fois. En pratique, les deux défauts coexistent et le déphasage Φ est en fait donné par :

$$\Phi = 4\pi\sigma \Delta e \cdot \Delta n + \Psi$$

Ψ dépend uniquement de la nature du système séparateur. Une fois la couche et son support choisis, Ψ est déterminé pour chaque valeur de σ . Par contre Δe dépend à la fois de e_1 et e_2 , épaisseurs des lames séparatrice et compensatrice, et de i_1 et i_2 , angles d'incidence de ces rayons sur ces mêmes lames. La séparatrice étant fixe, il reste à l'expérimentateur un paramètre variable : l'incidence sur la compensatrice. On peut ainsi espérer, en tournant la compensatrice, obtenir une valeur de Δe telle que Φ soit très faible. Il faudrait avoir pour cela :

$$\Delta e = - \frac{\Psi(\sigma)}{4\pi\sigma \Delta n}$$

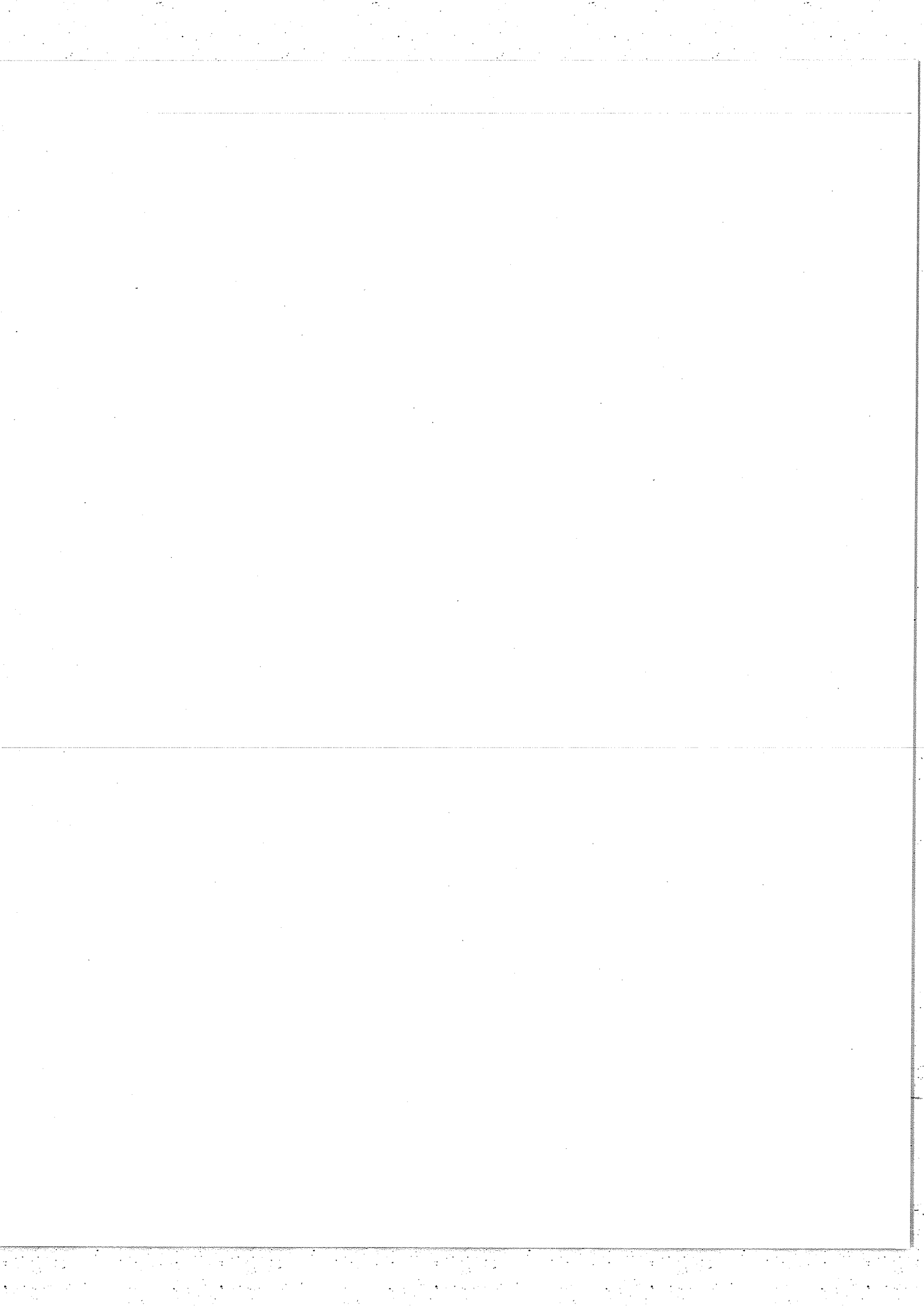
Mais $\Psi(\sigma)$ n'est pas linéaire en σ . Il n'existe donc pas de Δe réalisant $\Phi = 0$ quel que soit σ . On peut donc seulement, par tâtonnement, trouver une valeur de Δe qui rend Φ assez faible dans un certain domaine. C'est ce que montrent les courbes de la figure 19. Elles ont été obtenues à partir des courbes de la figure 16. Les valeurs de Δe sont celles correspondant à la "meilleure" compensation.

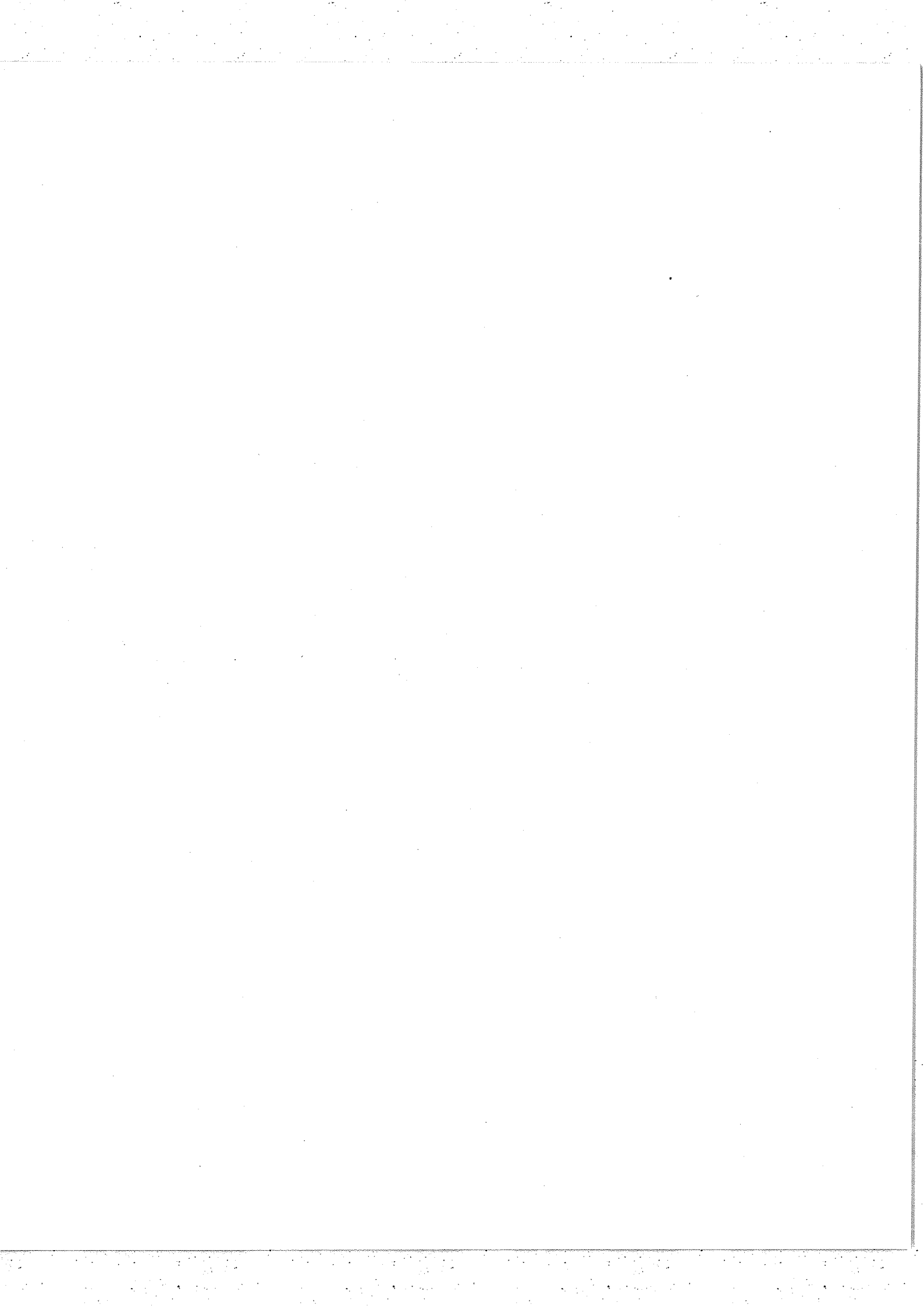
Pour le système verre-oxyde de titane : $\Delta e = 1 \mu$

Pour le système silice fondue-silicium : $\Delta e = 1,5 \mu$

Pour le système fluorine-silicium : $\Delta e = 6 \mu$

.../...





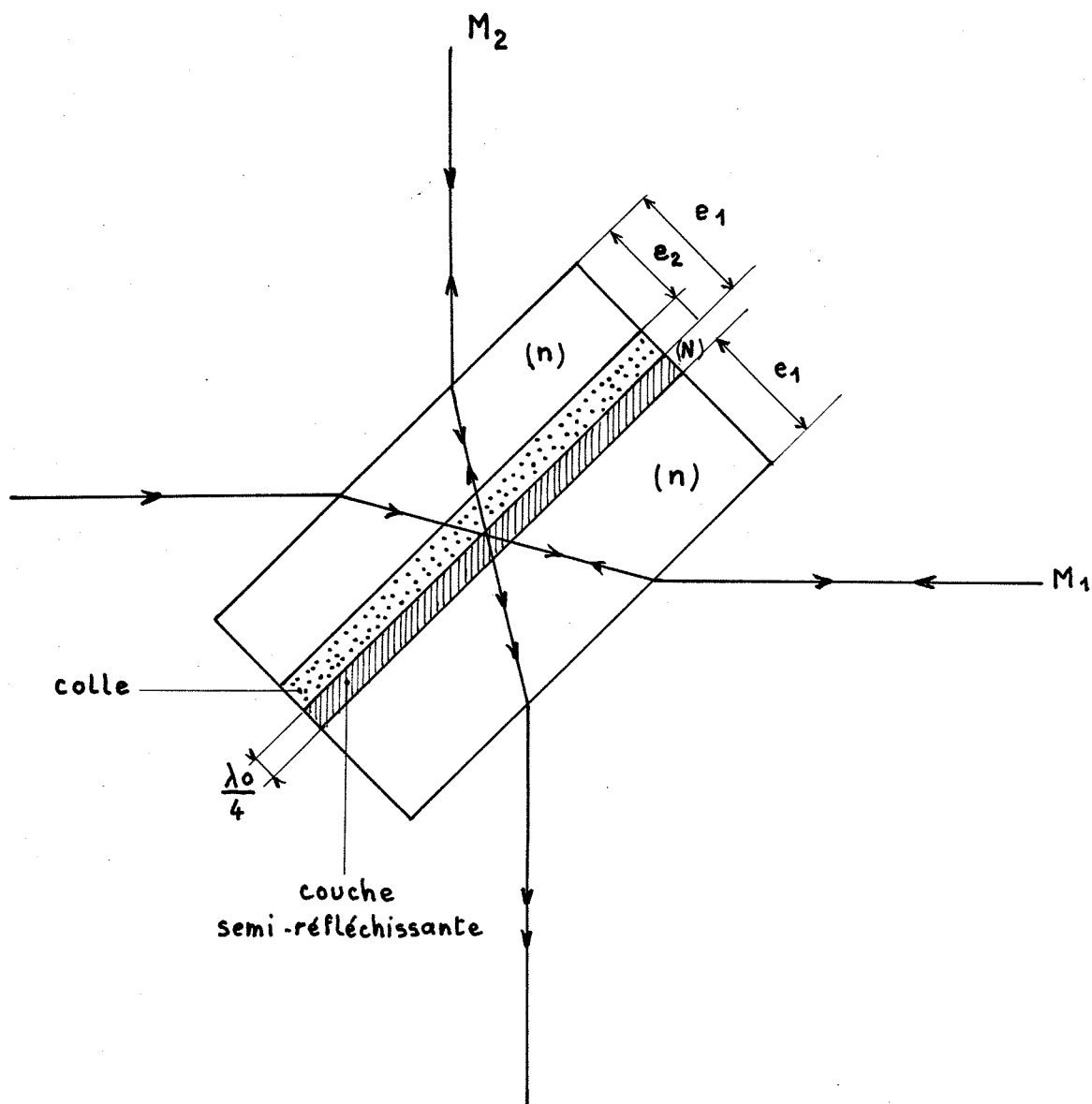


Fig. 20 - Système séparateur à lames collées -

Ainsi, dans le cas de l'interféromètre de Michelson classique, on peut en principe arriver à obtenir une bonne compensation pour un domaine spectral de 8000 à 15000 cm^{-1} selon les lames utilisées. Nous verrons néanmoins que les essais ont donné des résultats sensiblement moins bons, et que le réglage optimum paraît difficile à trouver. C'est pourquoi au lieu de chercher à compenser les déphasages, on peut évidemment utiliser un autre interféromètre que celui décrit précédemment. Il en existe en effet qui sont rigoureusement achromatiques. Nous en citerons quelques-uns.

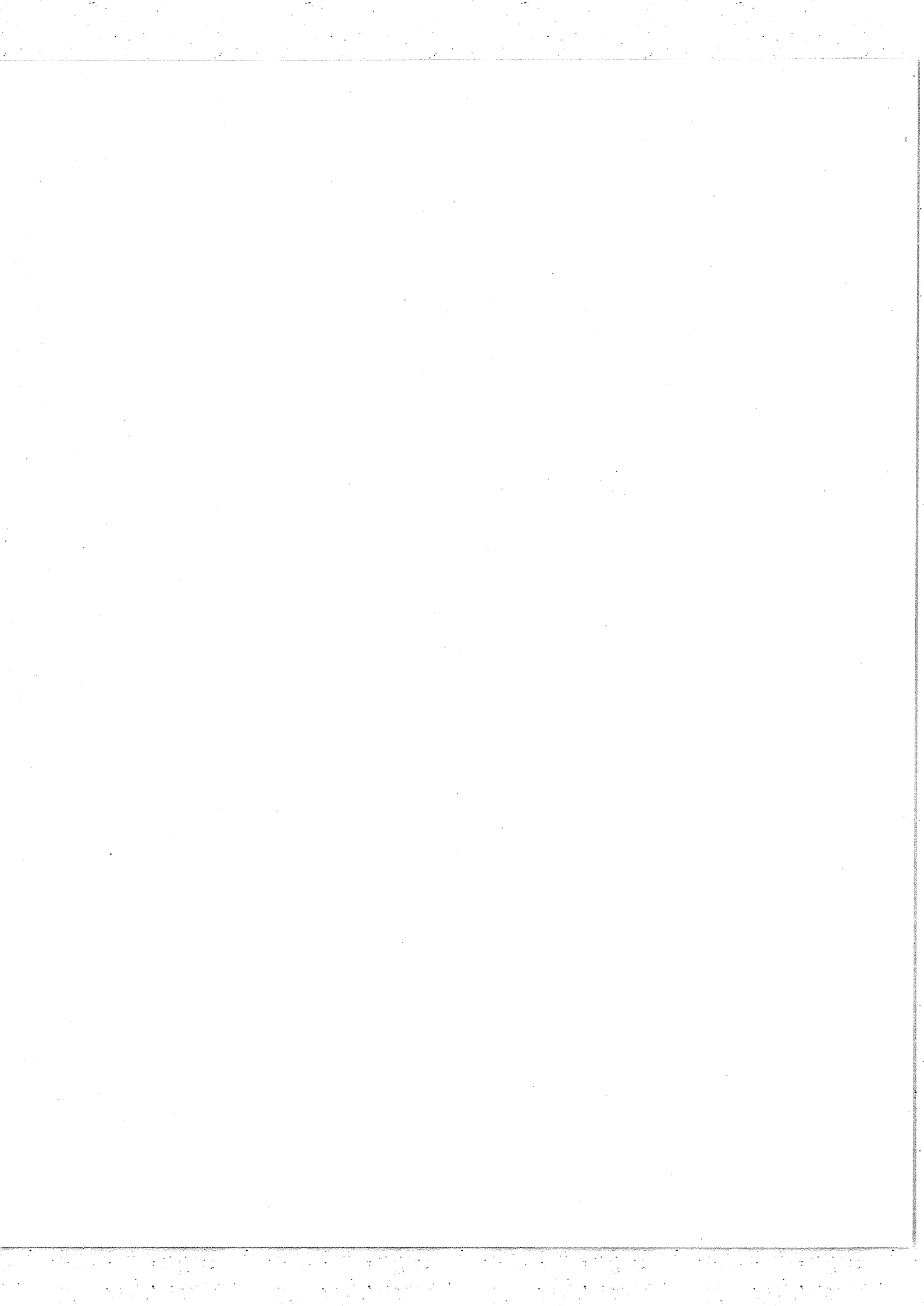
D - Interféromètres parfaitement achromatiques -

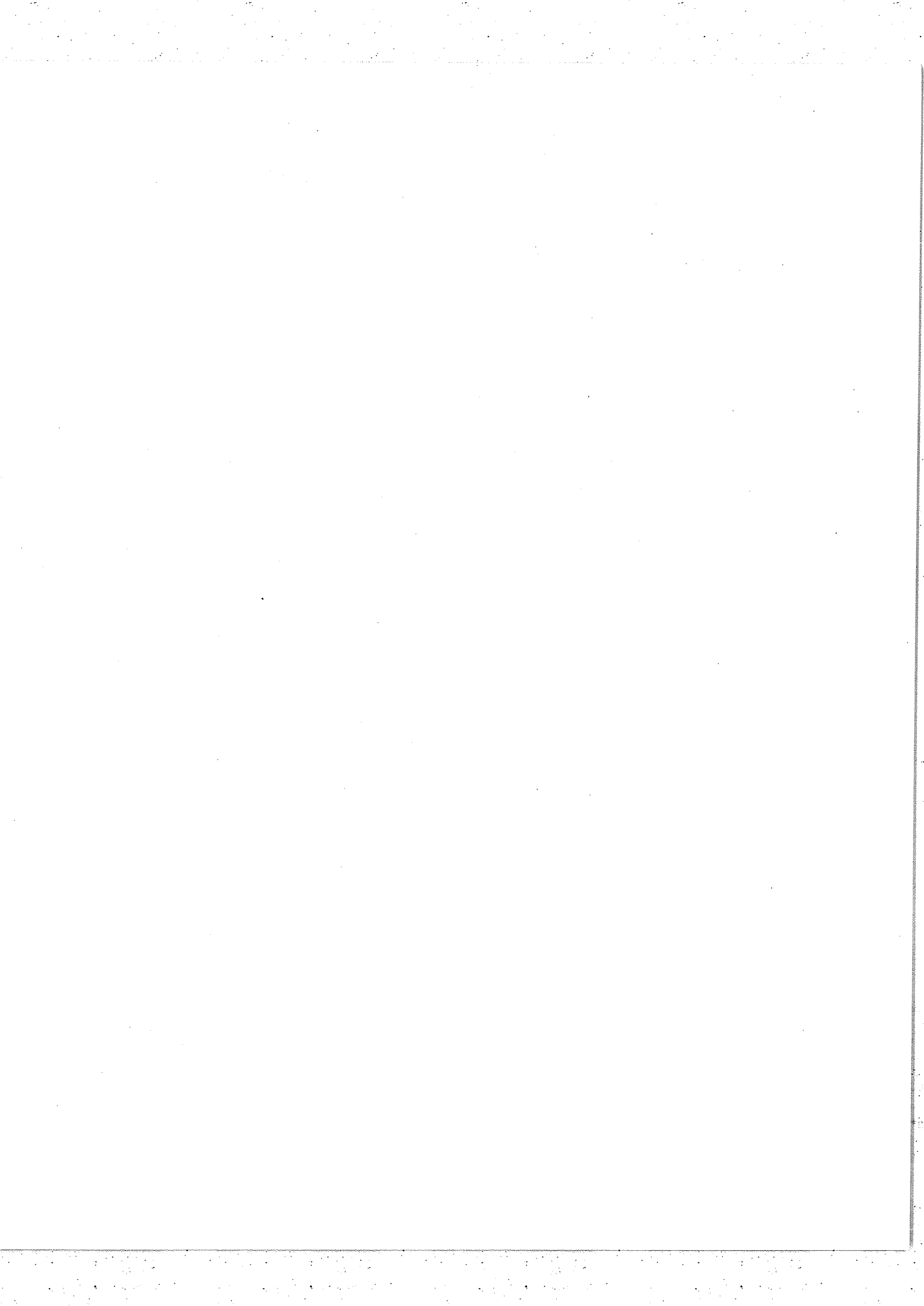
a) Interféromètre de Michelson à compensatrice collée à la séparatrice (fig.20)

Puisque le déphasage à la réflexion vient de la dissymétrie de la partie semi-réfléchissante, on pouvait songer à la rendre symétrique en collant la compensatrice à la séparatrice. Mais un certain nombre de difficultés interviennent.

S'il est relativement facile de trouver une colle de même indice moyen que les lames utilisées, cette colle n'aura certainement pas la même dispersion et la symétrie ne pourra être réellement réalisée que pour un petit domaine. En outre le collage est très délicat. Il faut à la fois que la colle soit d'épaisseur uniforme et que son épaisseur compense la différence d'épaisseur des lames (fig.20).

Nous avons fait un essai de collage avec des lames de silice fondue et une couche semi-réfléchissante en aluminium. La colle qui nous a été conseillé par J.DEMARCO était une résine STRATYL A. 28.02 de SAINT-GOBAIN. Son indice était 1,57 mais nous ne connaissions pas sa dispersion. Le collage, fait à l'INSTITUT D'OPTIQUE a donné une épaisseur de colle variant de 15 μ pour une lame de 5 x 6 cm.





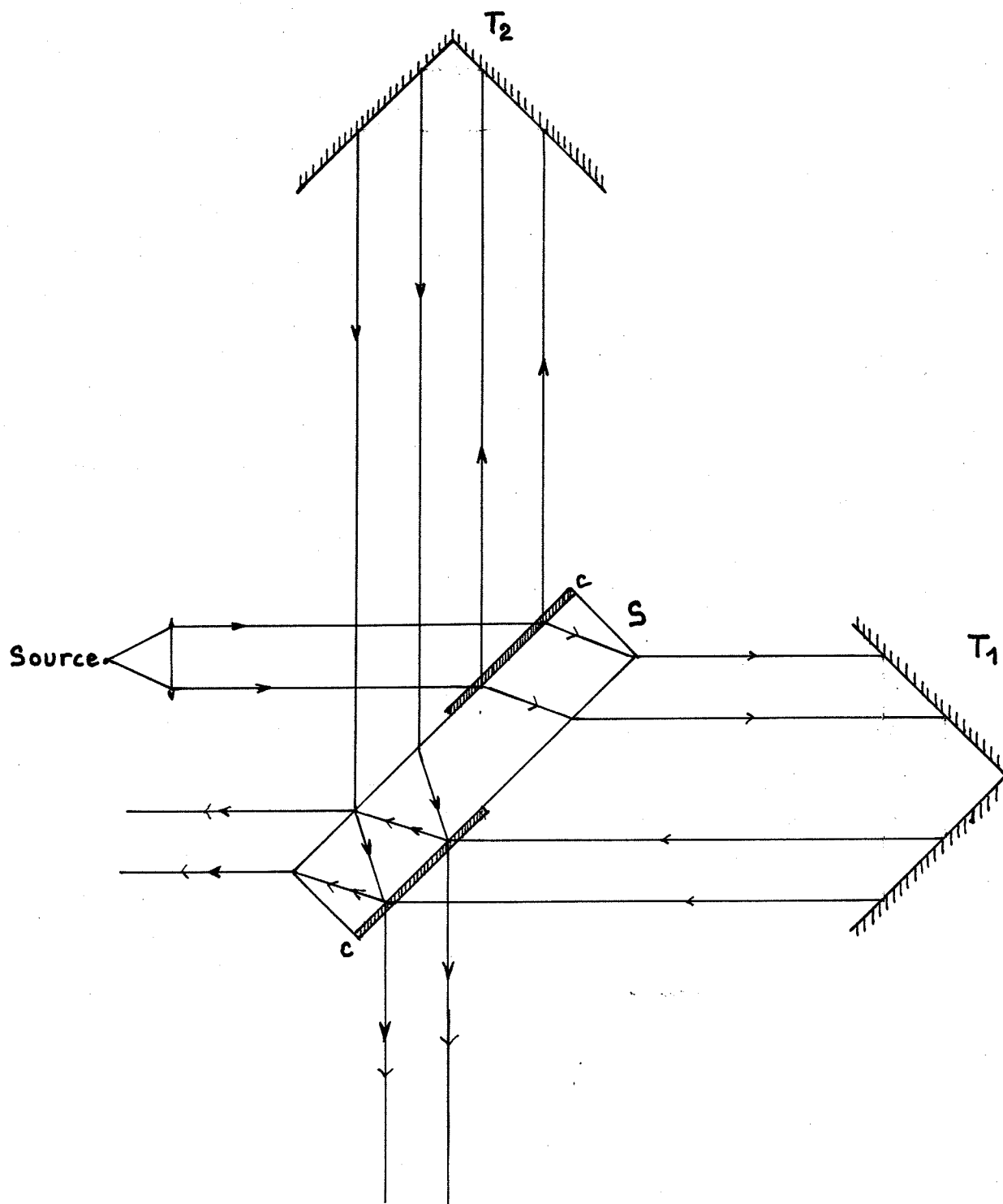


Fig.21.- Interféromètre à 2 trièdres utilisé par Fellgett.

c : couche semi-réfléchissante.

L'ensemble compensatrice- séparatrice utilisé dans un interféromètre a donné des variations considérables du déphasage avec σ . Il semble donc que cette solution soit très difficilement réalisable.*

b) Interféromètre à 2 trièdres utilisé par Fellgett [2]

Dans l'interféromètre de Michelson classique, la lame semi-réfléchissante fait à la fois office de séparatrice et de mélangeuse sur toute sa surface. Dans l'appareil de Fellgett (fig.21), ces deux fonctions sont séparées. Ceci permet de déposer la couche semi-réfléchissante sur une face de la lame, là où elle est séparatrice, et sur l'autre face, là où elle est mélangeuse. Il n'y a plus besoin de lame compensatrice et le déphasage à la réflexion est supprimé puisque les deux faisceaux subissent des réflexions de même nature. La seule dissymétrie du système réside dans les transmissions, mais nous avons vu que cela ne créait aucun déphasage relatif entre les deux faisceaux.

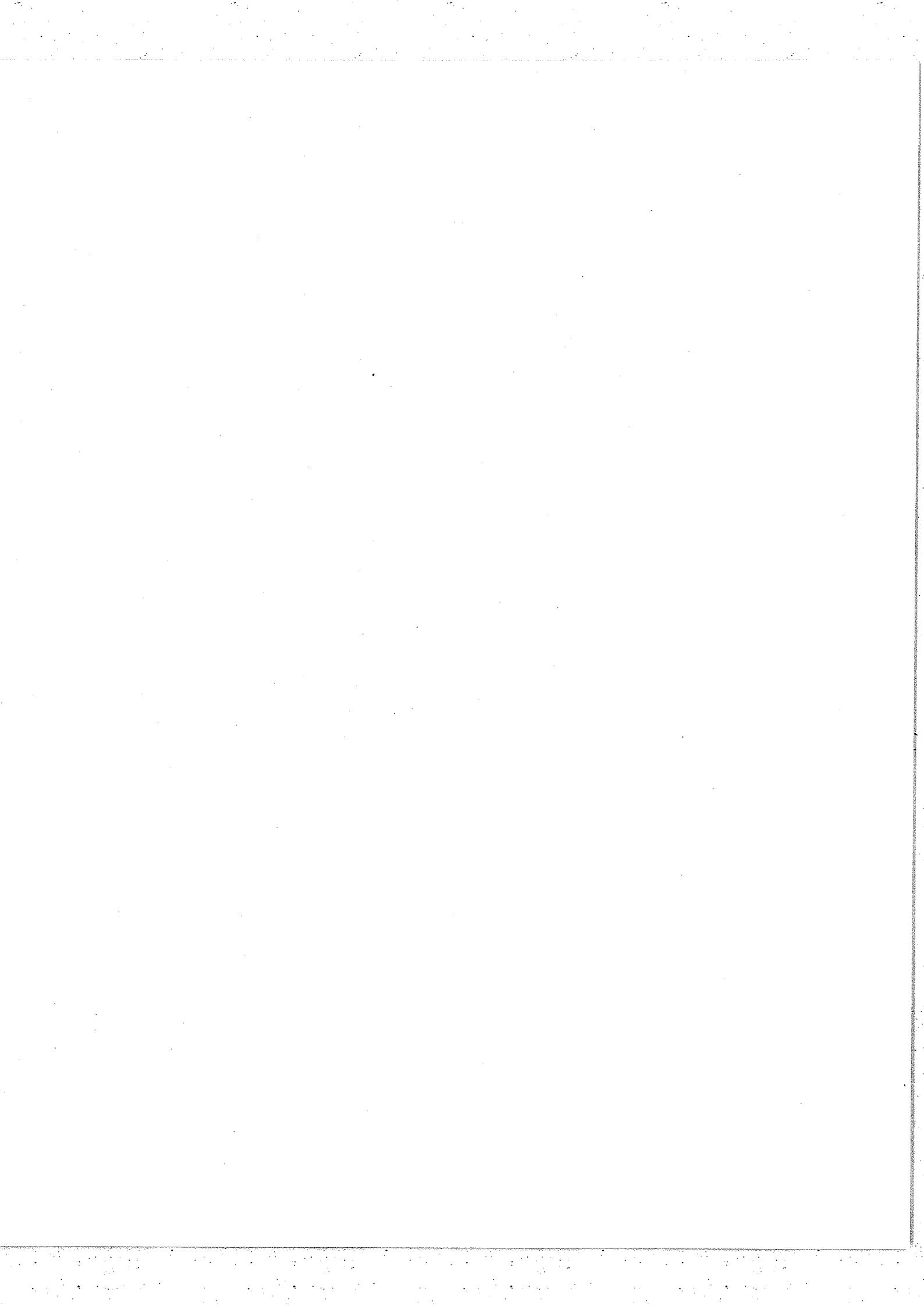
Un autre avantage de l'appareil de Fellgett est l'utilisation de trièdres réfléchissants qui suppriment les erreurs dues aux défauts de déplacement.

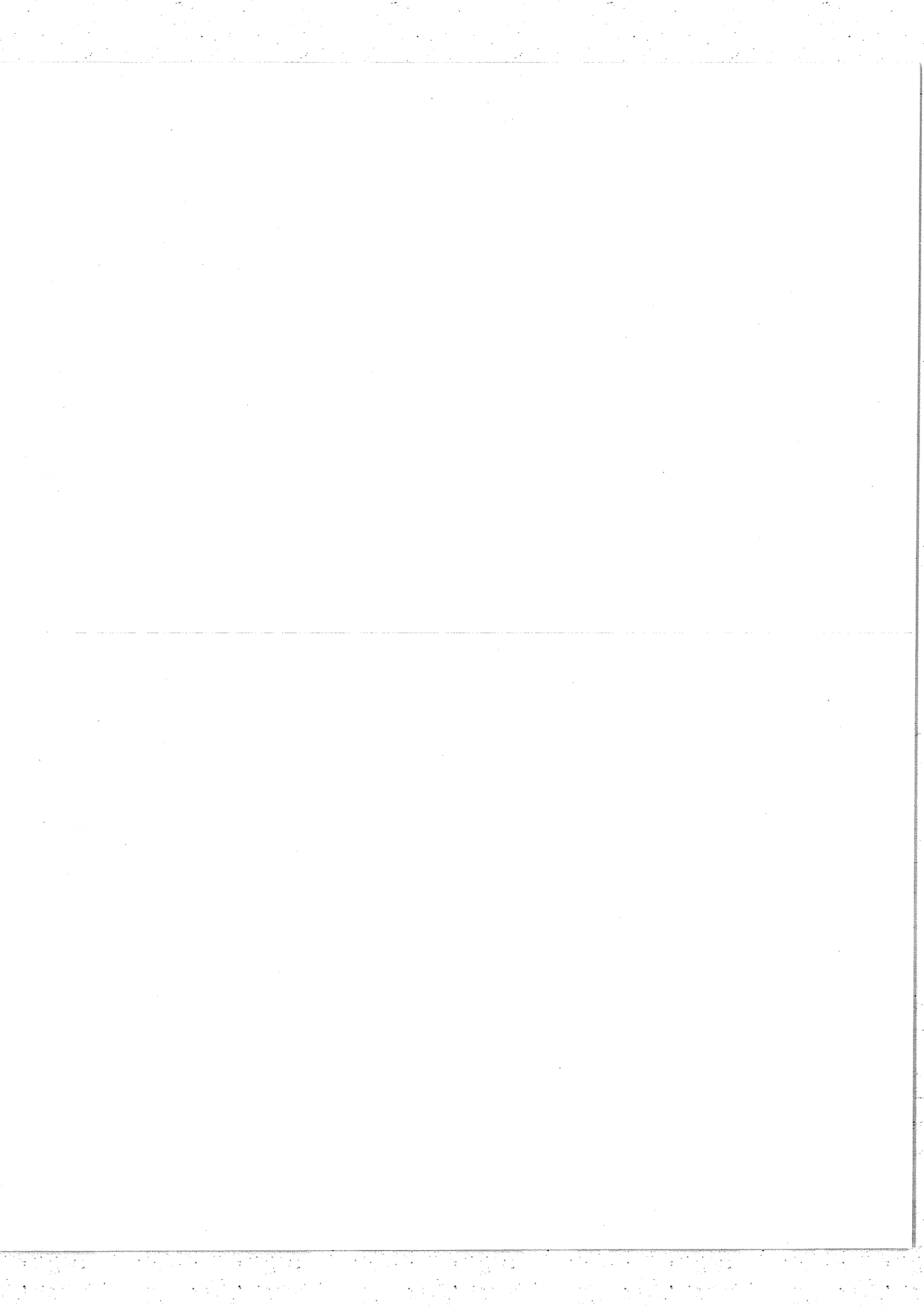
Cet interféromètre possède donc de nombreux avantages mais sa réalisation est plus difficile. La présence de deux trièdres augmente considérablement les dimensions du système à section du faisceau donnée. La lame séparatrice doit être deux fois plus grande, d'où des difficultés supplémentaires quant à l'uniformité de l'épaisseur. Enfin, le dépôt des deux couches sur deux faces opposées doit être réalisé en deux opérations successives, ce qui entraîne une légère asymétrie

c) Interféromètre du type Mack Zender

Dans cet interféromètre, nous trouvons deux lames semi-transparentes (fig.22) : une séparatrice S et une mélangeuse M nettement distinctes. ...

* - Une solution plus satisfaisante semble être le collage des deux lames par adhérence moléculaire. Un essai est actuellement en cours.





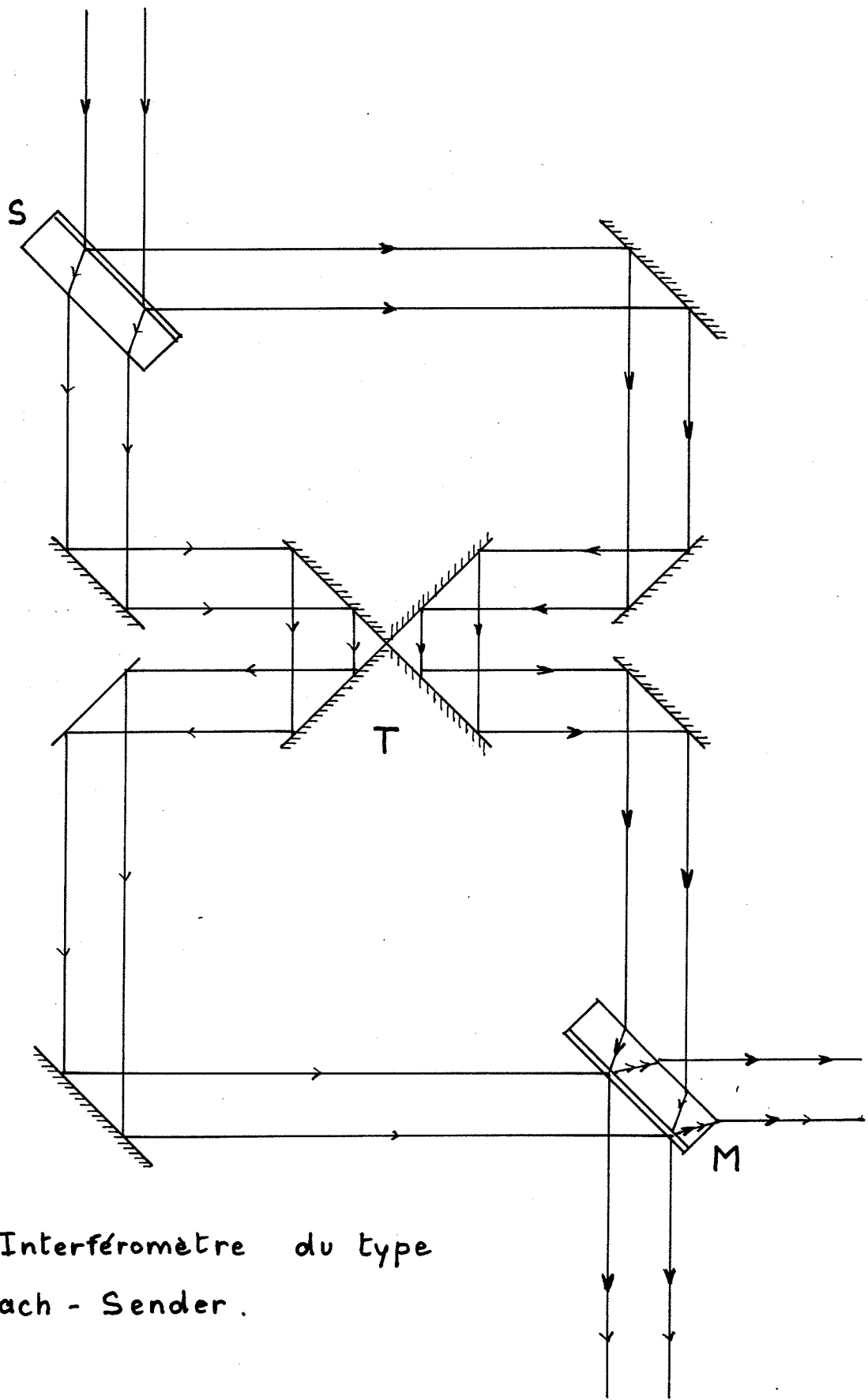
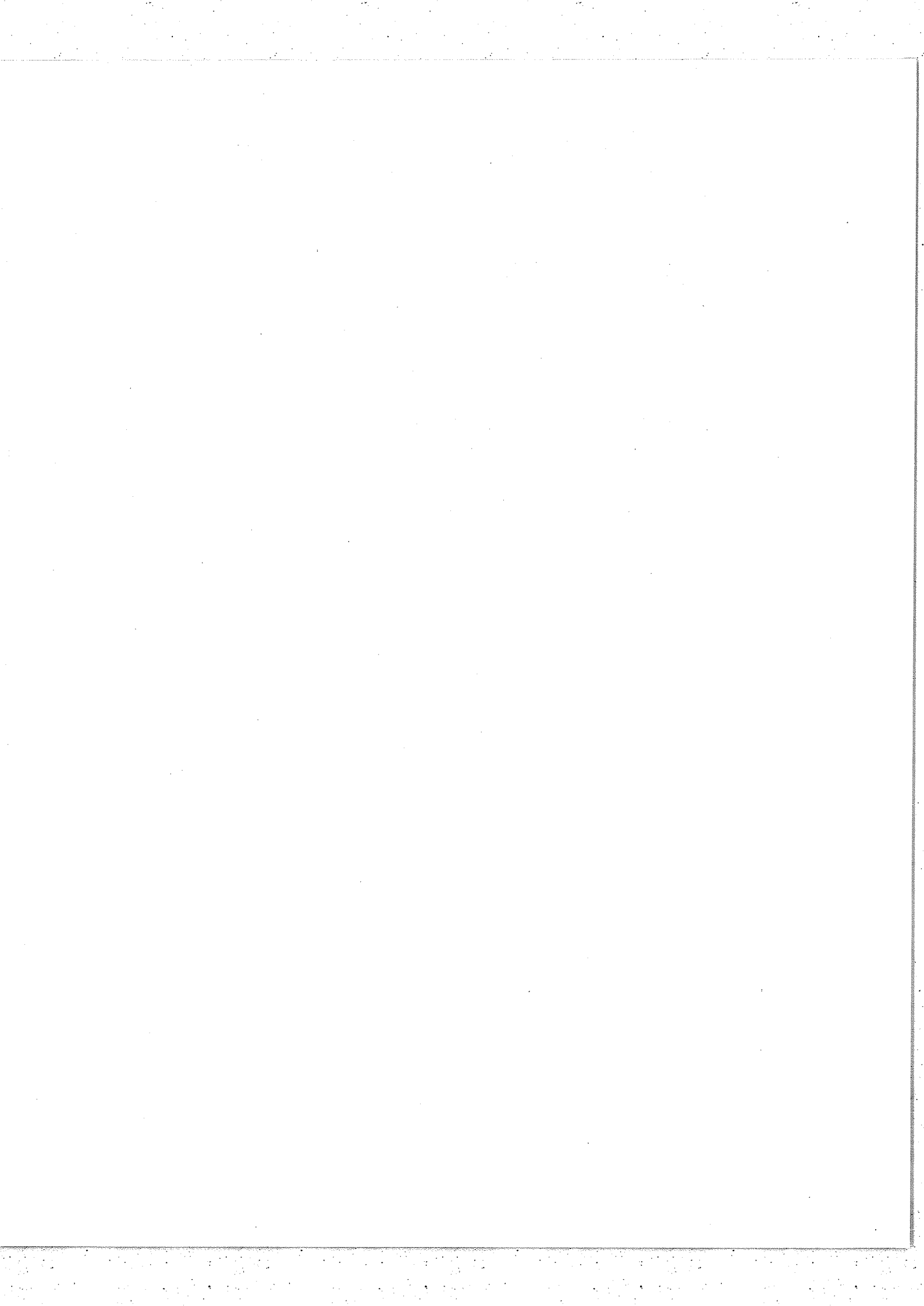


Fig. 22 - Interféromètre du type
Mach - Sender.

Dans l'appareil représenté à la figure 22, la variation de la différence de marche est obtenue par le déplacement d'un double trièdre T. Nous avons encore ici un interféromètre parfaitement achromatique mais le double trièdre est assez encombrant et en outre les interféromètres du type Mack Zender sont de réglage relativement difficile.

d) Interféromètre de Strong et Vanasse [3] (fig.23)

L'appareil est ici totalement différent des précédents. Il ne possède plus de pièce transparente. Les interférences à deux ondes sont produites par un réseau lamellaire à profondeur de traits variables. Les défauts précédemment étudiés disparaissent mais l'utilisation de cet interféromètre est limitée à l'infra-rouge lointain en raison des difficultés de réalisation mécanique.



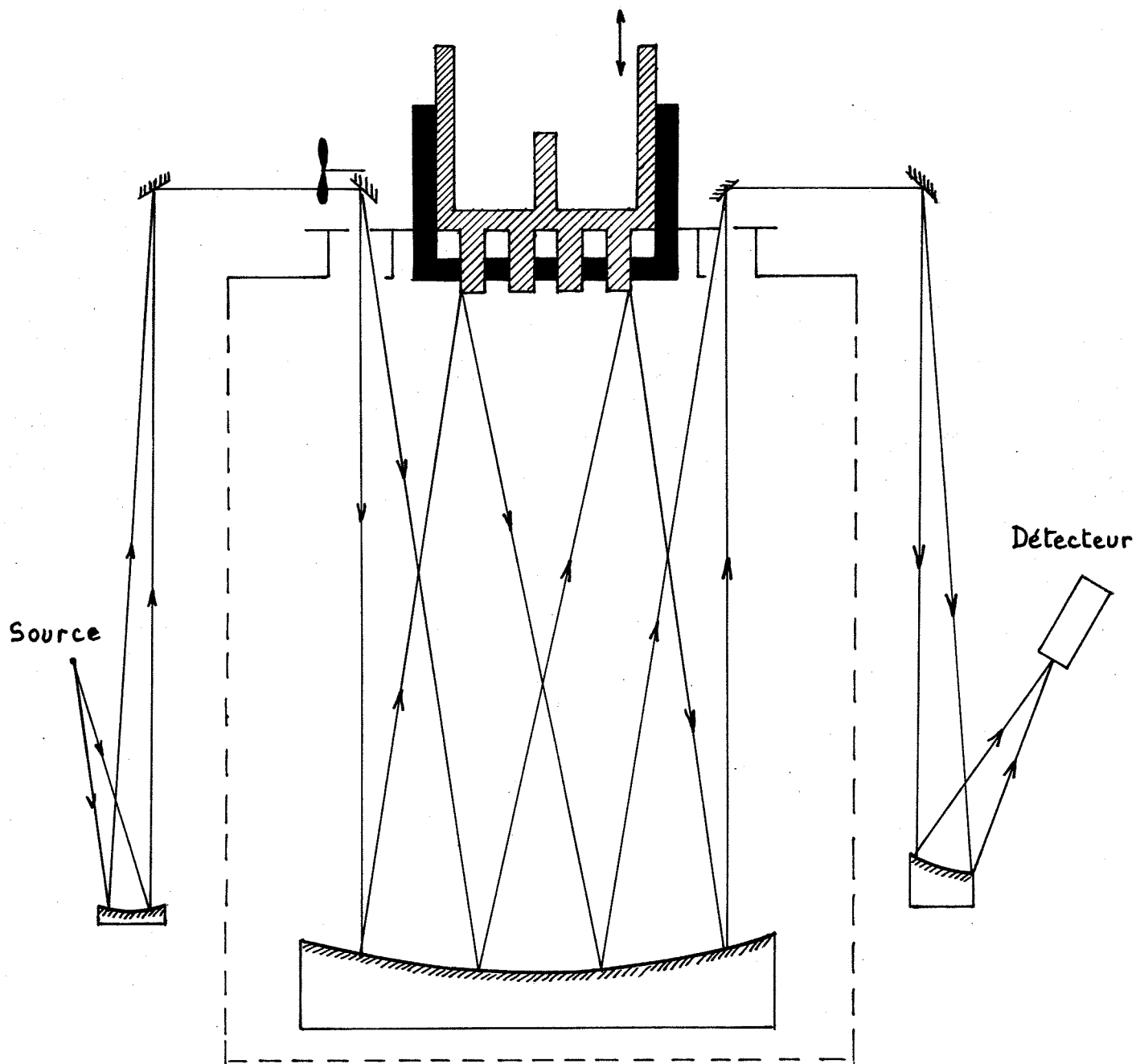
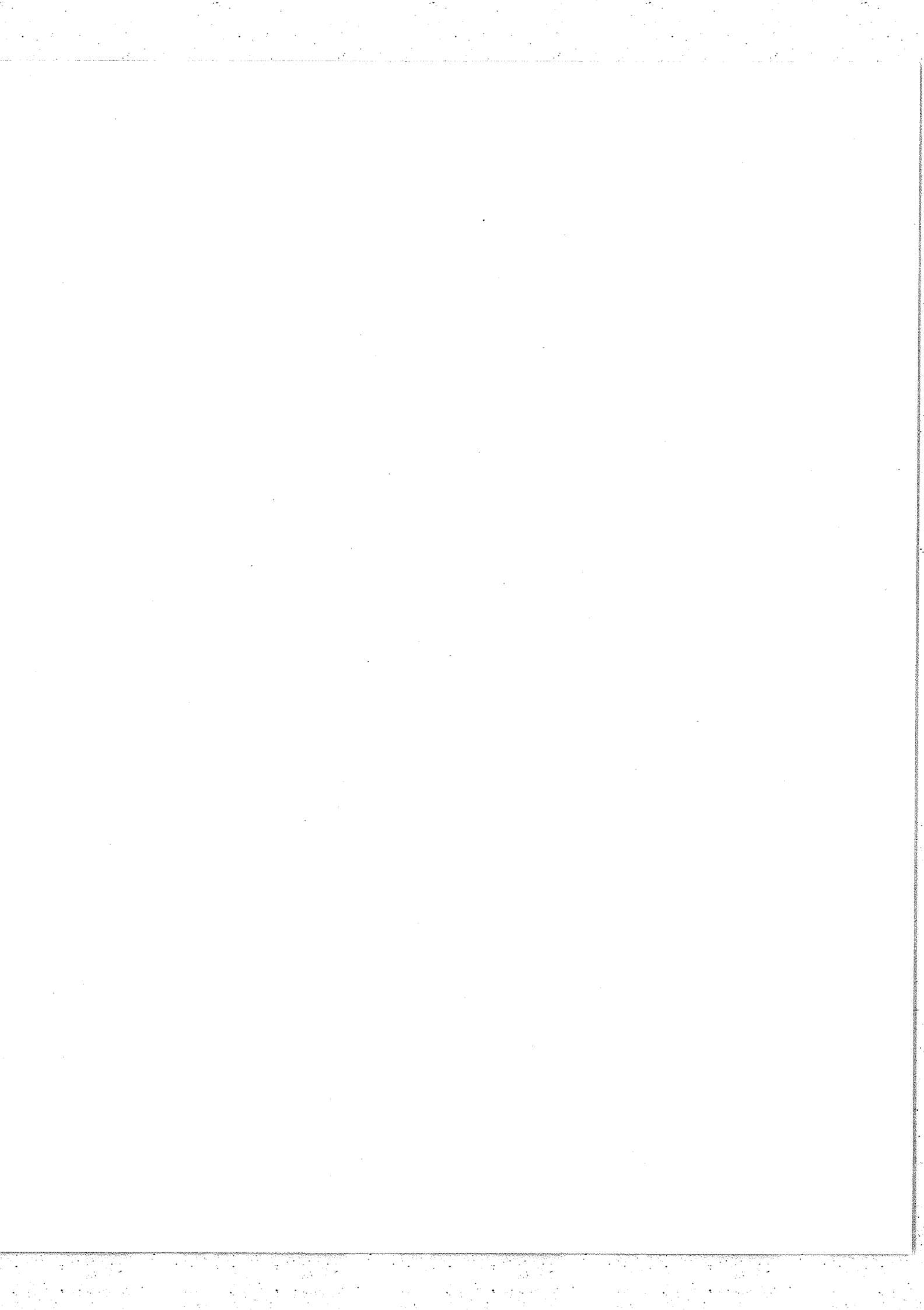


Fig. 23 - Modulateur interférentiel de Strang et Vanasse.



IV - DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET RESULTATS.

L'étude expérimentale de la variation du déphasage avec σ a été faite en enregistrant simultanément un interférogramme de lumière blanche (L.B) et un interférogramme de lumière monochromatique, obtenus avec un même interféromètre de Michelson.

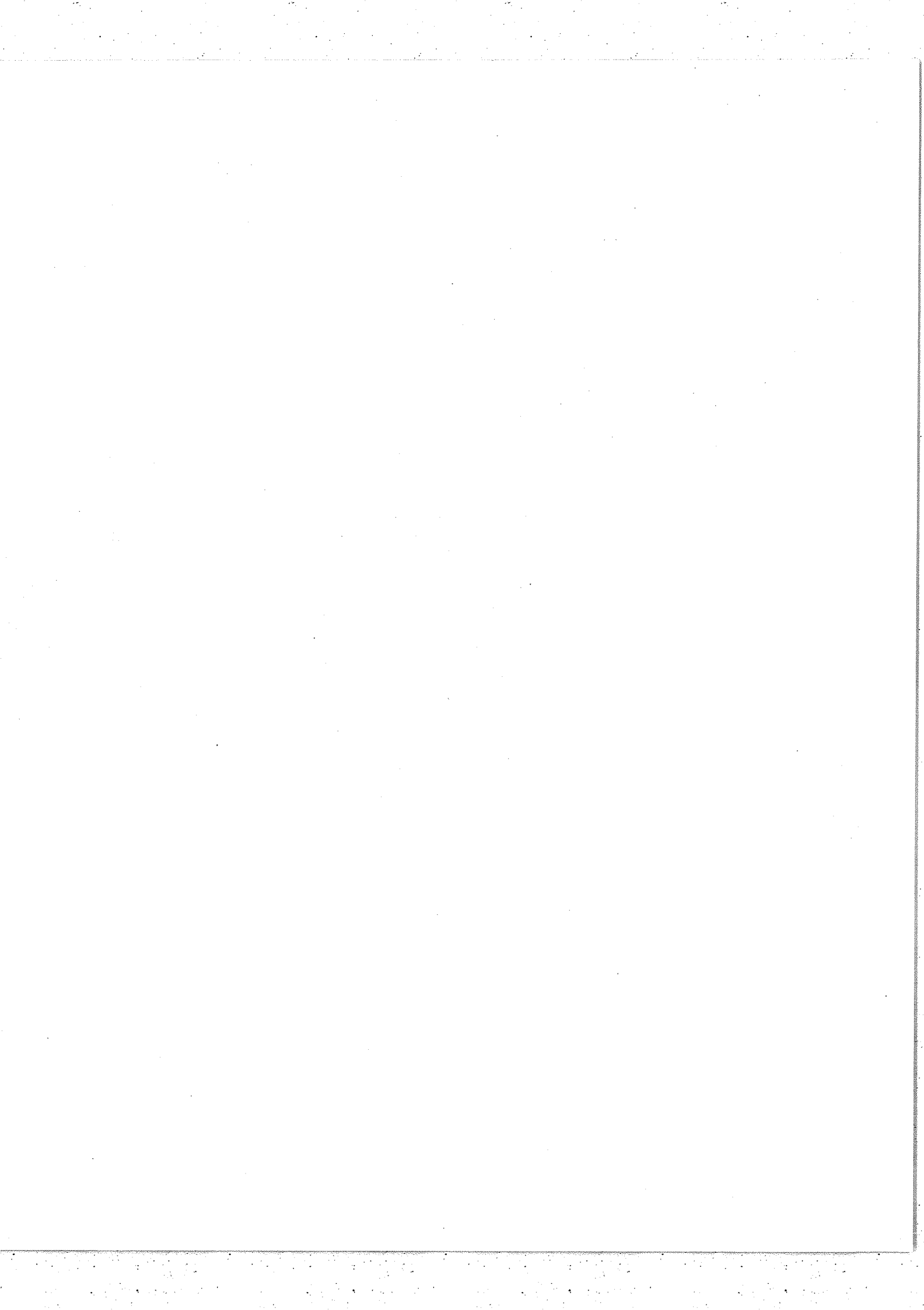
IV,1 - Description de l'interféromètre utilisé (photo fig.24)

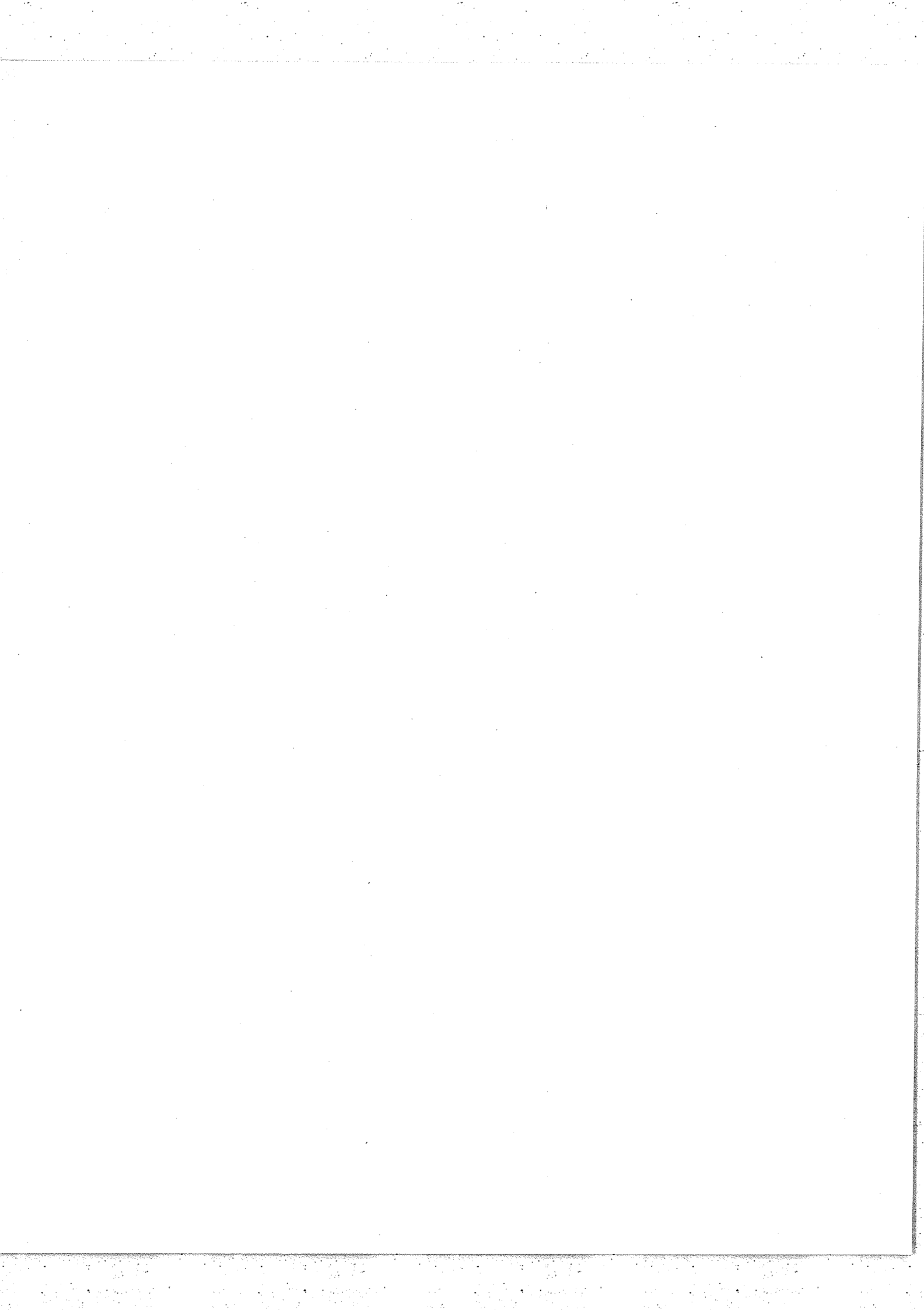
a) Caractéristiques principales

Cet appareil, destiné à la spectroscopie par transformation de Fourier à haute résolution, était beaucoup plus compliqué qu'il était nécessaire pour étudier le simple déphasage sur la lame séparatrice. Nous l'avons néanmoins employé, car il était utile, dans le cadre général des travaux du Laboratoire, d'achever son réglage et de connaître entièrement ses propriétés.

Passons rapidement en revue ses principales caractéristiques imposées par son utilisation. Il faut pouvoir enregistrer simultanément trois interférogrammes : celui du "signal" à analyser, un de lumière blanche donnant la différence de marche nulle et un de lumière monochromatique servant de référence. Les deux premiers de ces faisceaux doivent parcourir le même trajet. Nous avons donc un appareil comportant deux interféromètres superposés.

L'interféromètre de l'étage supérieur reçoit le faisceau signal. Il doit être utilisable dans un domaine spectral pouvant aller de l'infra-rouge à l'ultra-violet. Il faut donc pour cela pouvoir changer les lames séparatrice et compensatrice sans pour cela changer celles de l'étage inférieur, ce qui nécessite des lames distinctes pour chaque étage. Les lames compensatrices doivent en outre comporter des réglages permettant de faire varier Δe .





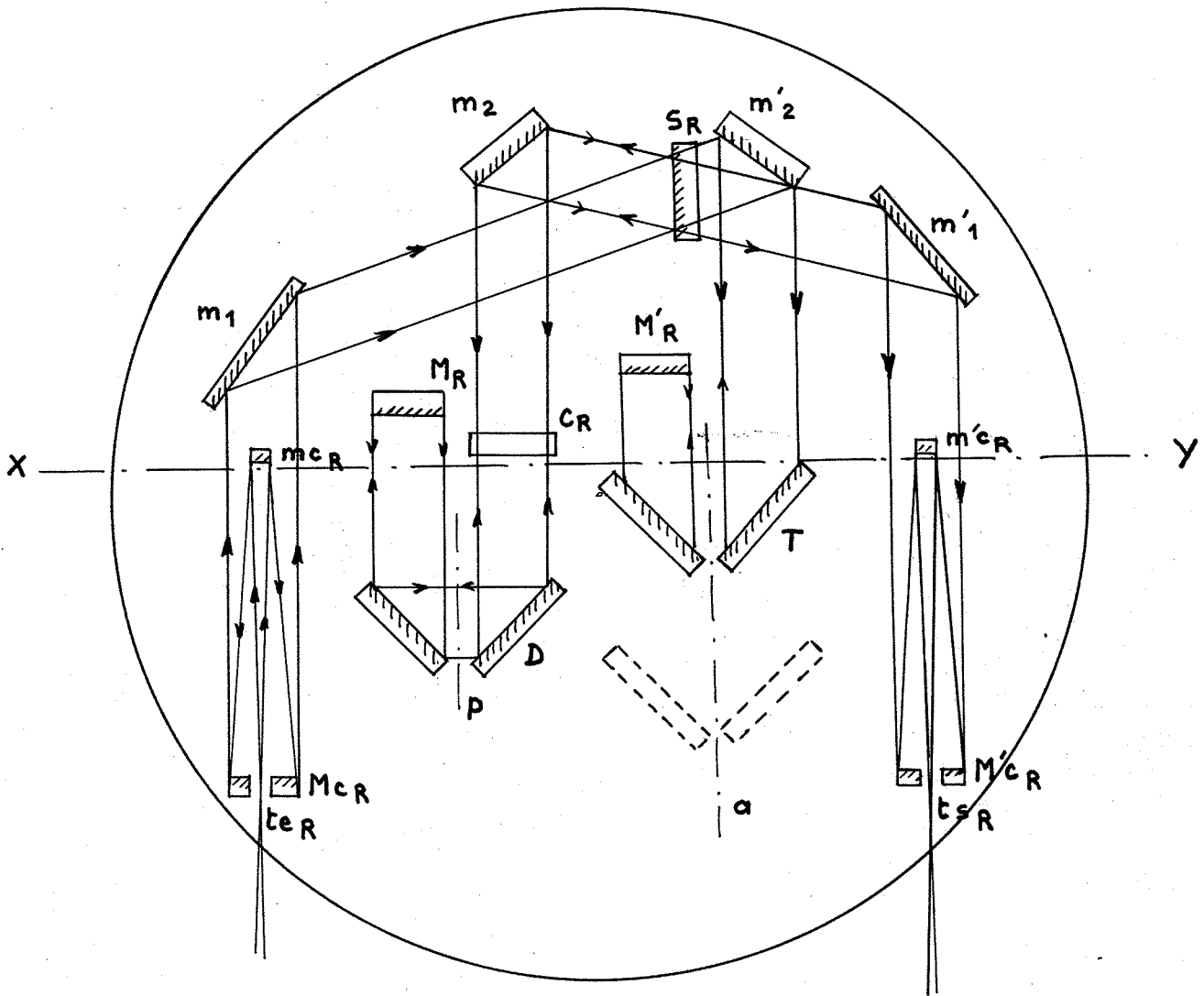


Fig. 25 a - Trajet du faisceau référence.

a = axe du trièdre T ; p = plan bissecteur du dièdre D

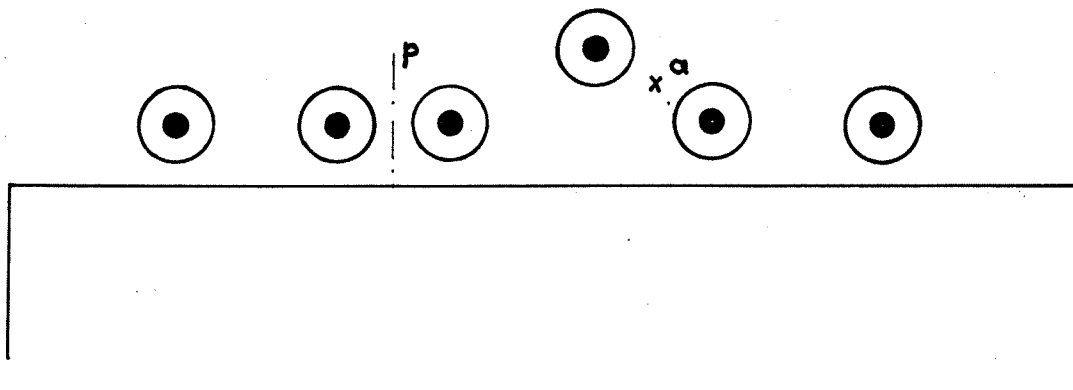


Fig. 25 b . Coupe des faisceaux suivant XY .

Nous avons vu que le pouvoir de résolution d'un interféromètre de Michelson était proportionnel à la différence de marche maximale atteinte. Il faut donc un appareil permettant une grande variation de la d.d.m sans dérèglement. C'est pourquoi l'interféromètre utilisé comportait un trièdre qui, d'une part permettait d'obtenir une d.d.m quadruple de son déplacement et d'autre part, comme l'a montré MURTY [6], rendait l'interféromètre insensible aux petites rotations du trièdre et translations latérales. Le pouvoir de résolution que doit atteindre l'appareil est, grâce à une course du trièdre de 12,5 cm, égal à 10^6 pour $\lambda = 5000 \text{ \AA}$.

Autre particularité de l'interféromètre : ses bras sont repliés de façon à permettre sa mise en place dans une cloche à vide. Les longueurs d'onde mesurées pourront ainsi l'être sans correction d'indice de l'air. Ceci a nécessité un certain nombre de miroirs de renvois qui compliquent un peu l'allure générale de l'appareil (fig.25 et 26).

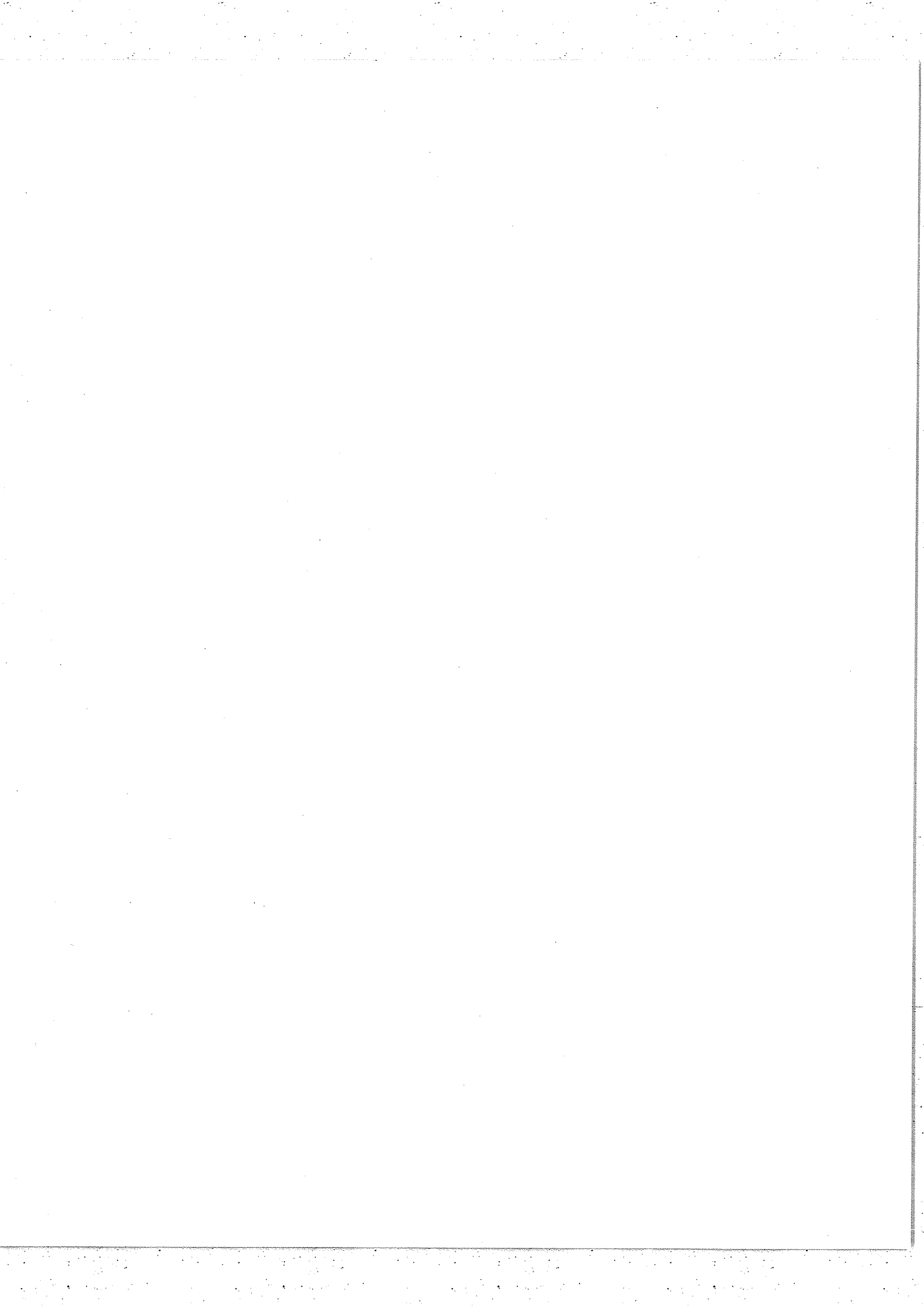
Voyons maintenant en détail les trajets de chacun des trois faisceaux.

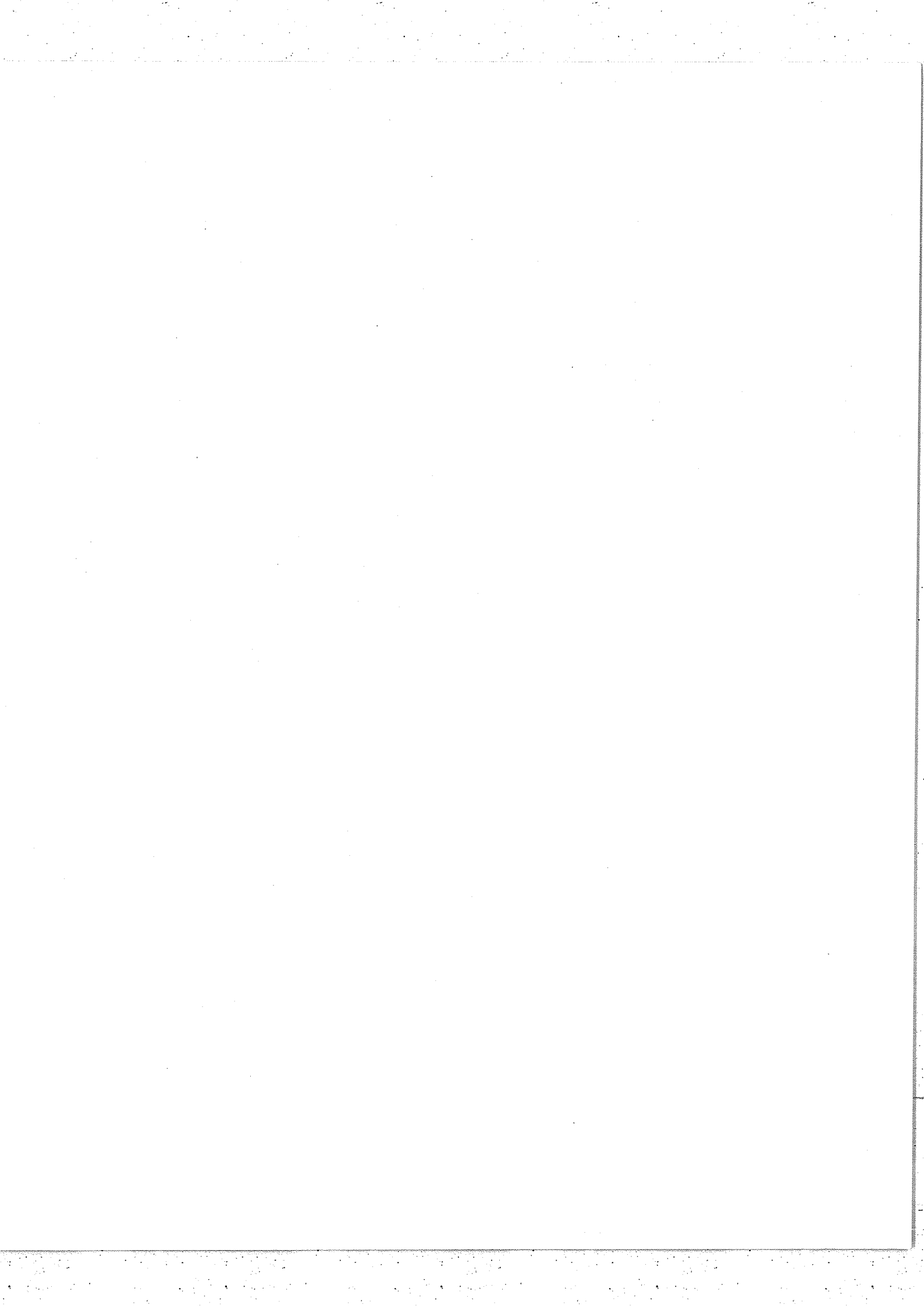
b) Marche des faisceaux

- Etage inférieur - Faisceau de référence (fig.25)

La lumière monochromatique entre dans l'appareil par un système Cassegrain comportant un trou d'entrée $t.e_R$, un miroir convexe m_c et un miroir concave $M_s C_R$ au centre duquel se trouve $t.e_R$. A la sortie du système Cassegrain, nous obtenons un faisceau parallèle de 50 mm de diamètre qu'un miroir m_1 renvoie sur la lame séparatrice S_R .

Une première partie du faisceau se réfléchit, tombe sur le miroir m_2 et traverse la compensatrice C_R . Il est alors dirigé sous incidence normale sur le miroir M_R par un dièdre réfléchissant. Le miroir M_R renvoie le faisceau en sens inverse. Il tombe alors sur la lame séparatrice ; la fraction transmise,





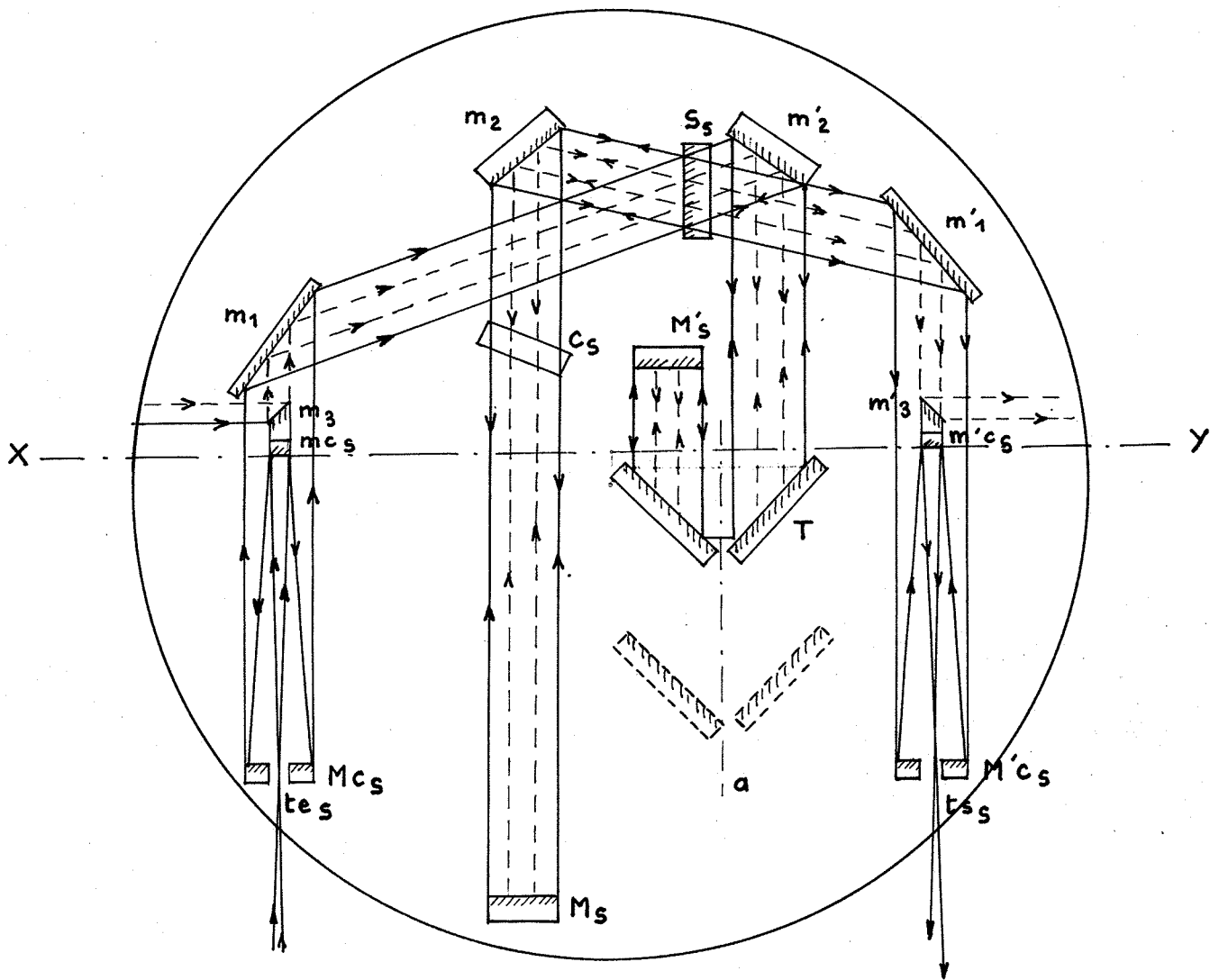


Fig. 26 a - Trajet des faisceaux signal (—) et L.B (---)
 a = axe du trièdre T

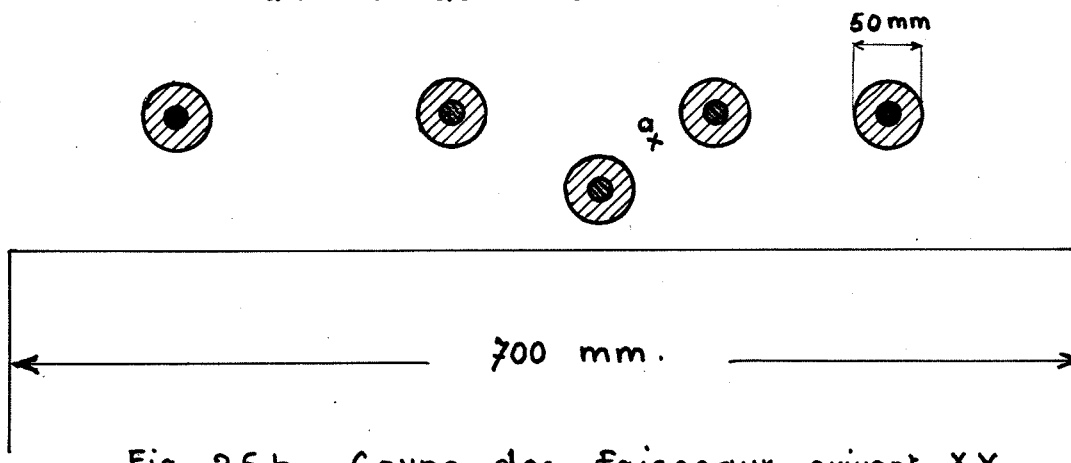


Fig. 26 b - Coupe des faisceaux suivant XY

▨ lumière à analyser ▨ lumière blanche

après réflexion sur m'_1 , ressort de l'interféromètre par un système Cassegrain identique à celui d'entrée.

La fraction réfléchie tombe sur le miroir m'_2 puis sur le trièdre T. Après trois réflexions dans T, le faisceau tombe sous incidence normale sur M'_R qui le réfléchit sur lui-même. Le faisceau revient en sens inverse et tombe sur la lame séparatrice. Il est réfléchi par cette dernière (en partie) et se mélange avec le faisceau précédent.

) - Etage supérieur - Faisceau "Signal" et "L.B" (fig.26)

Le trajet du faisceau signal est semblable à celui du faisceau référence avec cette seule différence que la partie du faisceau réfléchi par la séparatrice S_s est envoyée par m_2 directement sur le miroir M_s comme le montre la figure. La longueur de ce bras est donc fixe.

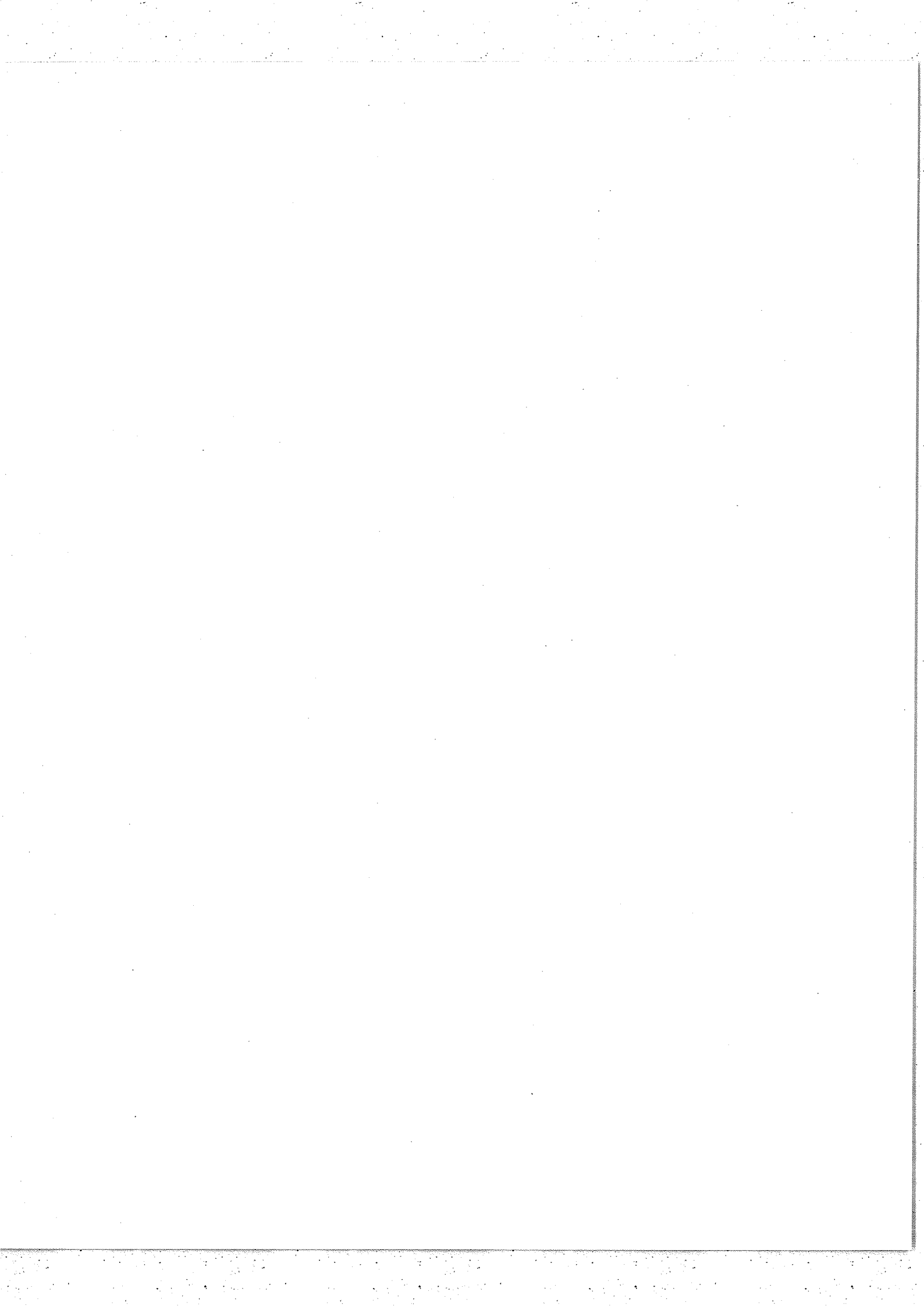
Le faisceau L.B. entre dans l'interféromètre grâce au miroir plan m_3 collé au dos du miroir convexe du Cassegrain d'entrée mc_s . Il traverse donc l'interféromètre au centre du faisceau signal, dans l'ombre créée par mc_s . Il ressort enfin après réflexion sur m'_3 placé sur m'_c_s .

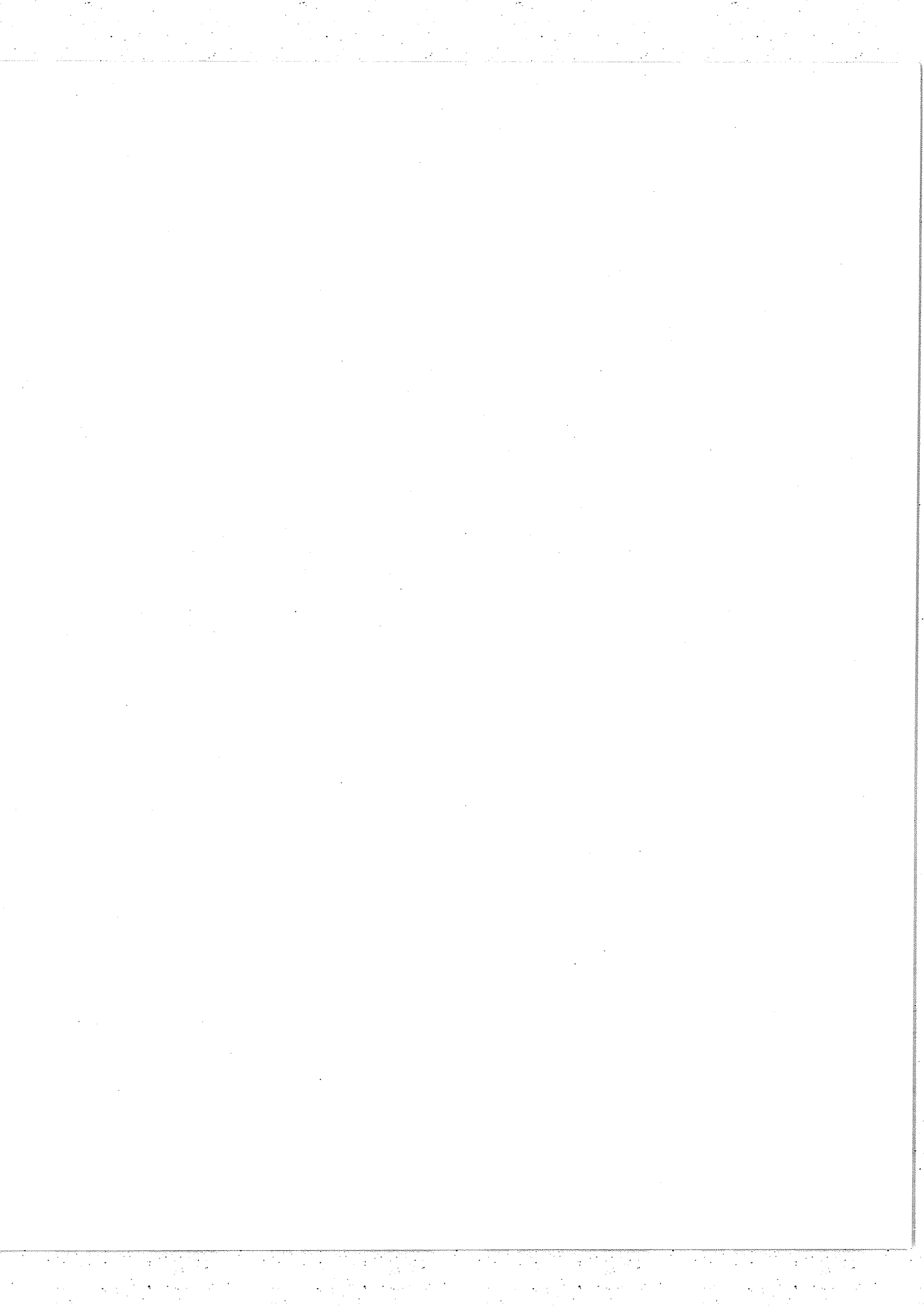
Pour les différents enregistrements que nous avons faits, nous n'avons utilisé que deux faisceaux : le faisceau L.B. et le faisceau "signal" sur lequel nous envoyons une lumière sensiblement monochromatique.

c) Eclairage de l'interféromètre

- Lumière blanche (fig.27)

Elle était produite par une lampe à incandescence de 1,6 watt, qui donnait une lumière riche en infra-rouge proche. Une lentille l_1 faisait l'image du filament sur le miroir m'_3 . On sait que le faisceau L.B. passe au centre du faisceau signal. Ce système a un inconvénient : la lumière blanche est légèrement diffusée au cours des diverses réflexions et l'interférogramme "signal"





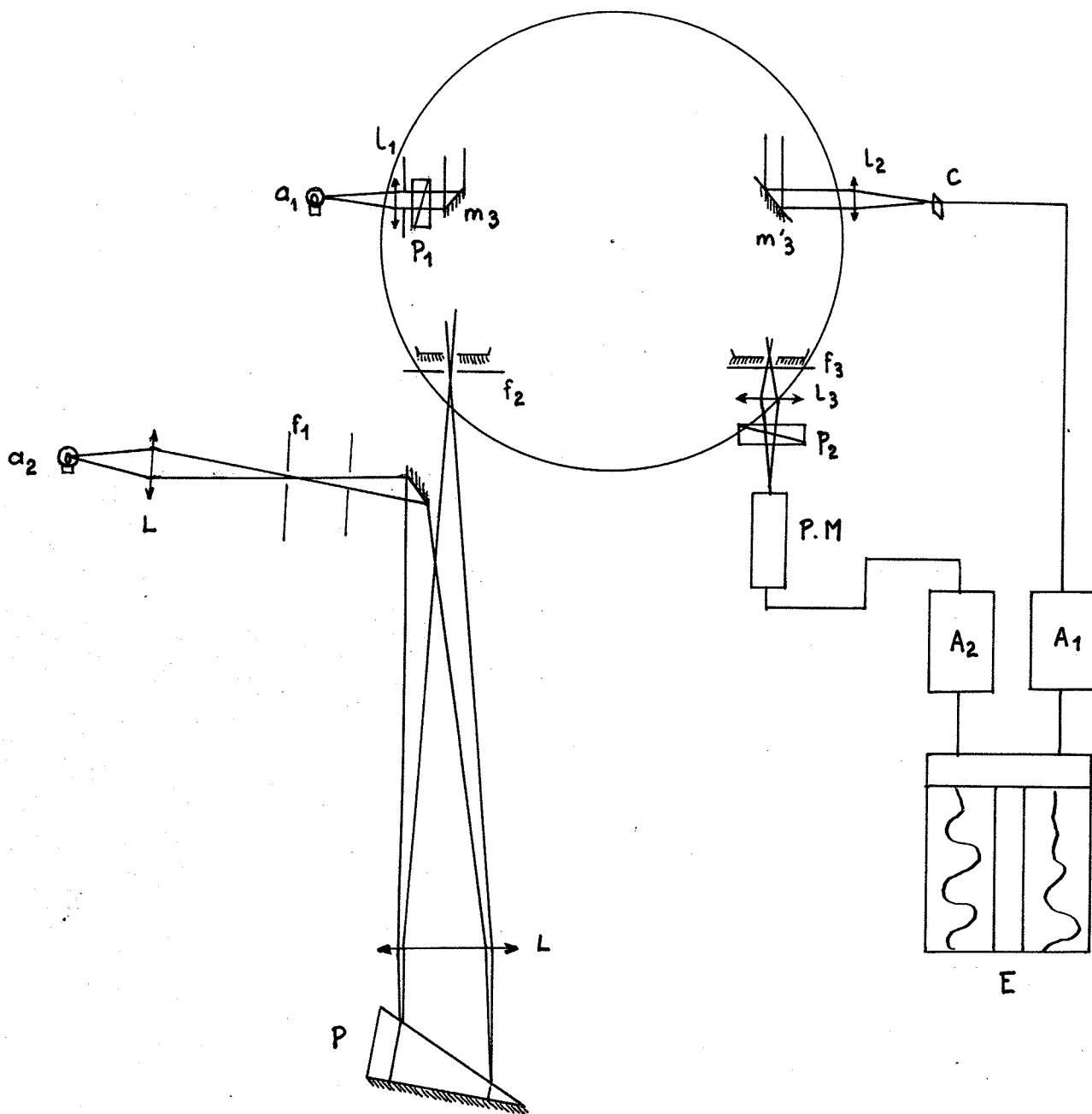


FIG.27 - Schéma des dispositifs d'éclairage et d'enregistrement -

P : prisme

L, l : lentilles

f : fentes

P₁, P₂ : polaroïdes

PM : photomultiplicateur

a₁ : lampe à incandescence 1,6 W

a₂ : lampe à incandescence 50 W

A₁, A₂ : amplificateurs

E : enregistreur à 2 plumes

C : cellule au sulfure de plomb

est déformé par un signal parasite, gênant dans les régions de faible intensité ou de faible sensibilité des photomultiplicateurs. Cet inconvénient a été presque supprimé en plaçant un polaroïd p_1 à l'entrée du faisceau L.B et un second p_2 , croisé avec le premier, à la sortie du faisceau "signal". Un résidu subsiste cependant, constitué surtout de lumière rouge et infra-rouge.

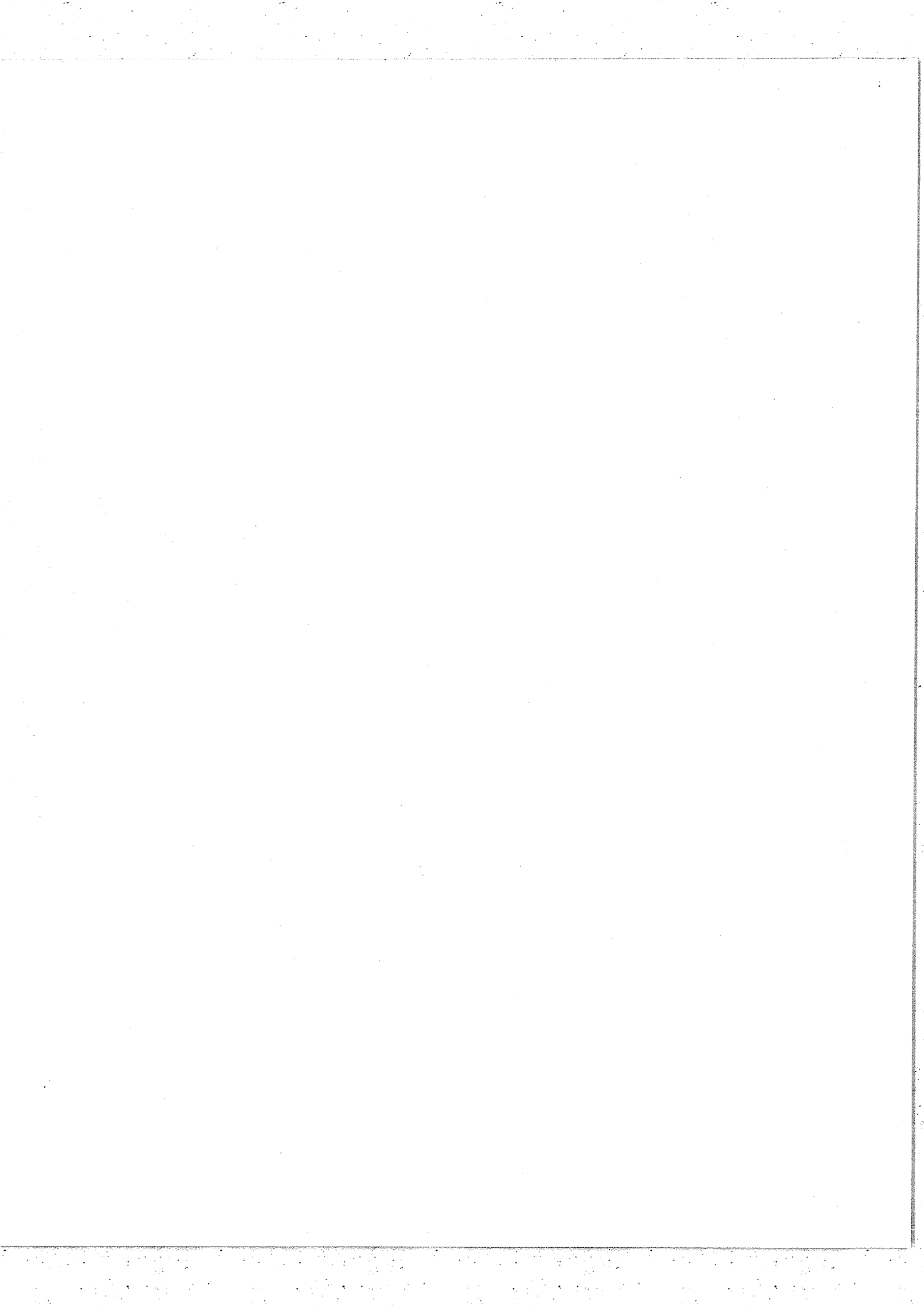
- Lumière monochromatique

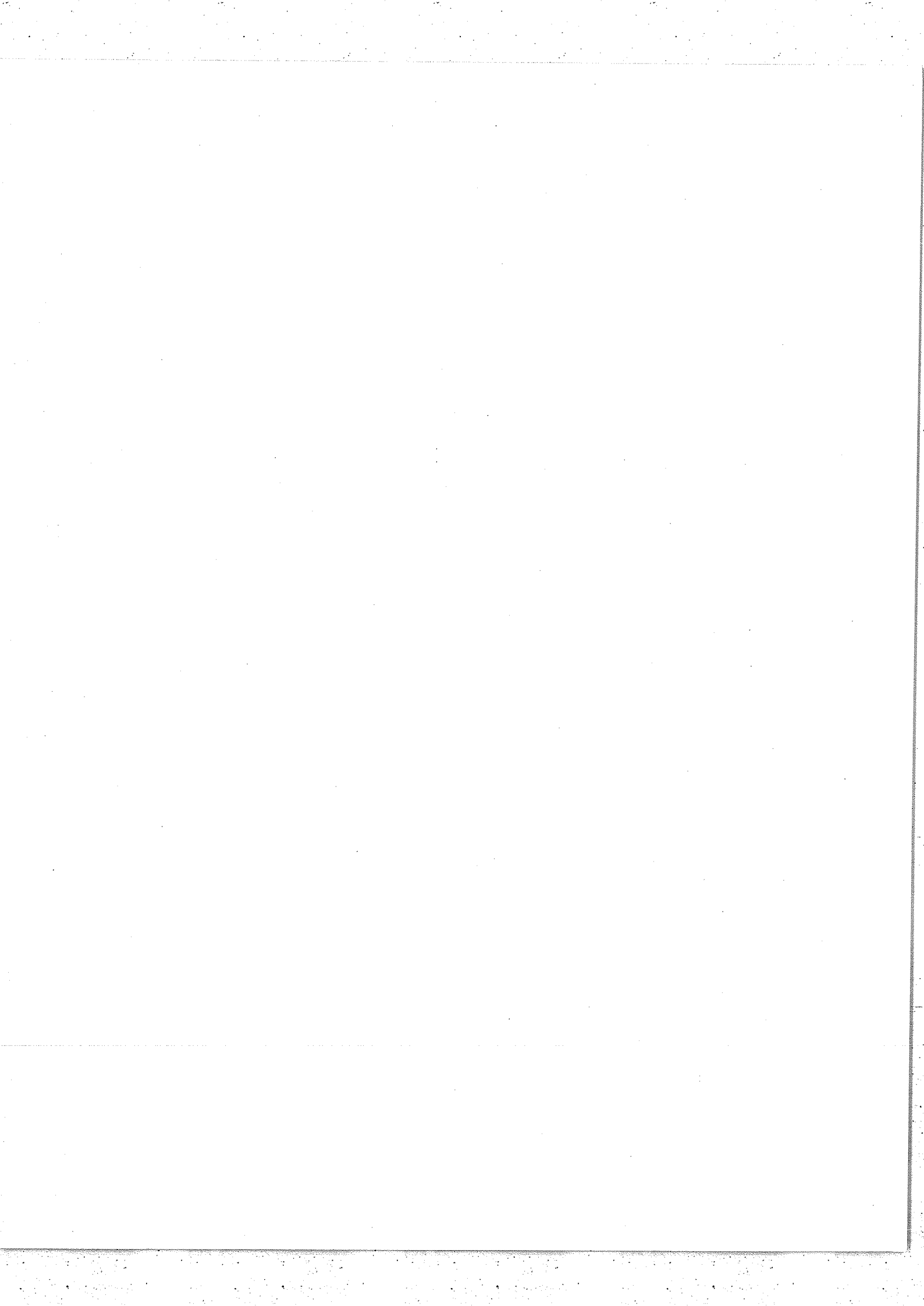
Elle a été tout d'abord obtenue à l'aide de lampes au mercure, au cadmium et au potassium. Mais nous n'avions ainsi que des valeurs très dispersées de σ et nous ne pouvions tracer de courbes de variation du déphasage avec le nombre d'onde sans introduire des incertitudes de 360° dans certains cas.

Nous avons alors utilisé des portions de spectre continu fournies par un monochromateur à prisme (fig.27) éclairé par une lampe à incandescence de 50 W et préalablement étalonné à l'aide des lampes à vapeur de mercure, de cadmium et de potassium citées ci-dessus. Nous enregistrons de 10 à 15 franges au voisinage de la différence de marche 0. La modulation diminuait de 3 à 4 % au maximum. Mais cette variation était pratiquement négligeable pour les franges servant effectivement à la mesure. La largeur de bande transmise par le monochromateur était donc suffisamment faible.

Nous n'avons employé ce système que pour $\sigma > 9000 \text{ cm}^{-1}$. Pour poursuivre des mesures dans l'infra-rouge, il aurait suffi de remplacer le prisme par un réseau.

Ainsi, en faisant varier continuellement σ , nous avons pu suivre les variations de ϕ que nous mesurons sur les enregistrements obtenus.





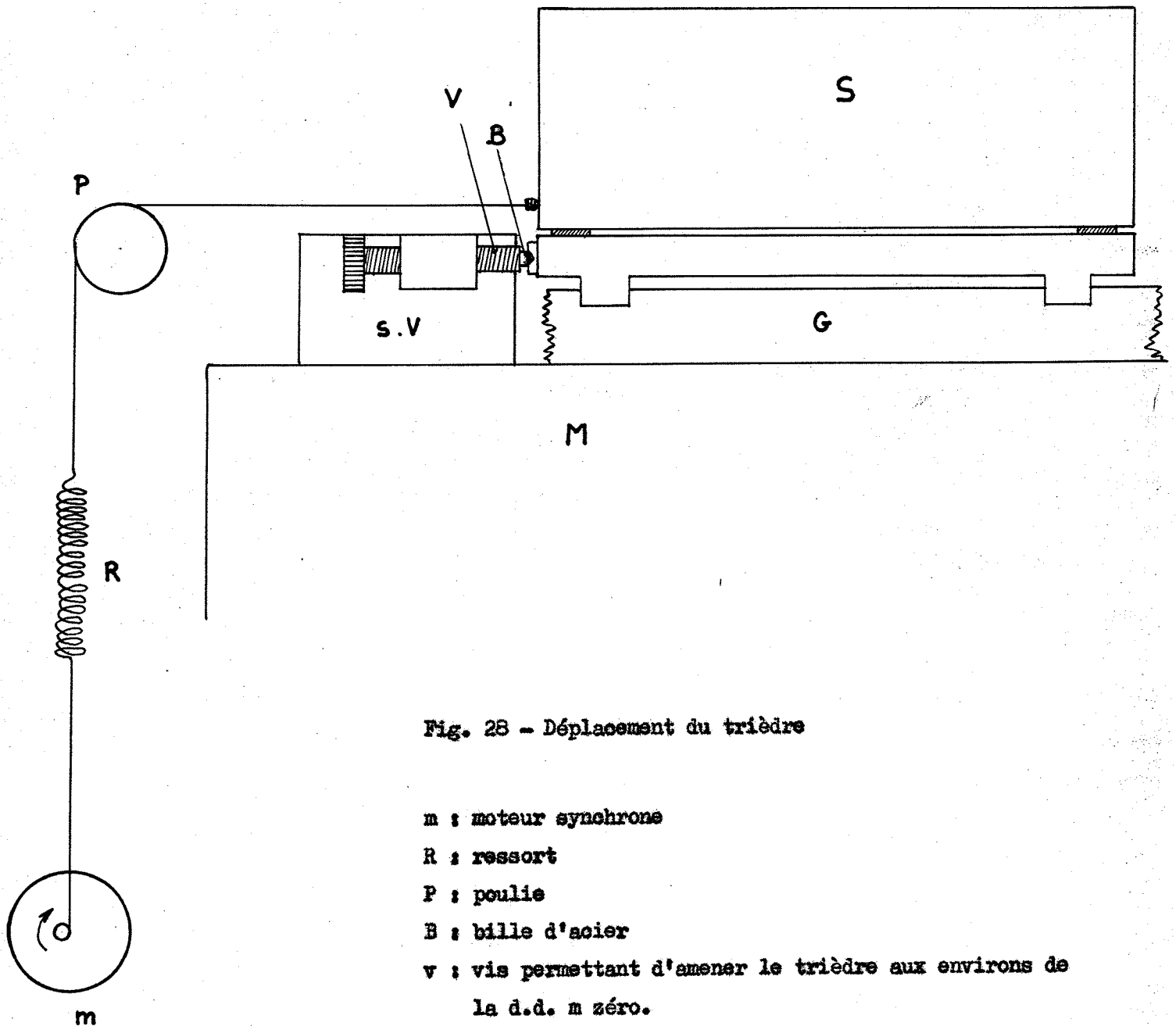


Fig. 28 - Déplacement du trièdre

- m : moteur synchrone
- R : ressort
- P : poulie
- B : bille d'acier
- v : vis permettant d'amener le trièdre aux environs de la d.d. m zéro.
- s.v : support de la vis v, solidaire du marbre
- M : marbre de l'interféromètre
- S : support du trièdre
- G : glissière en stub

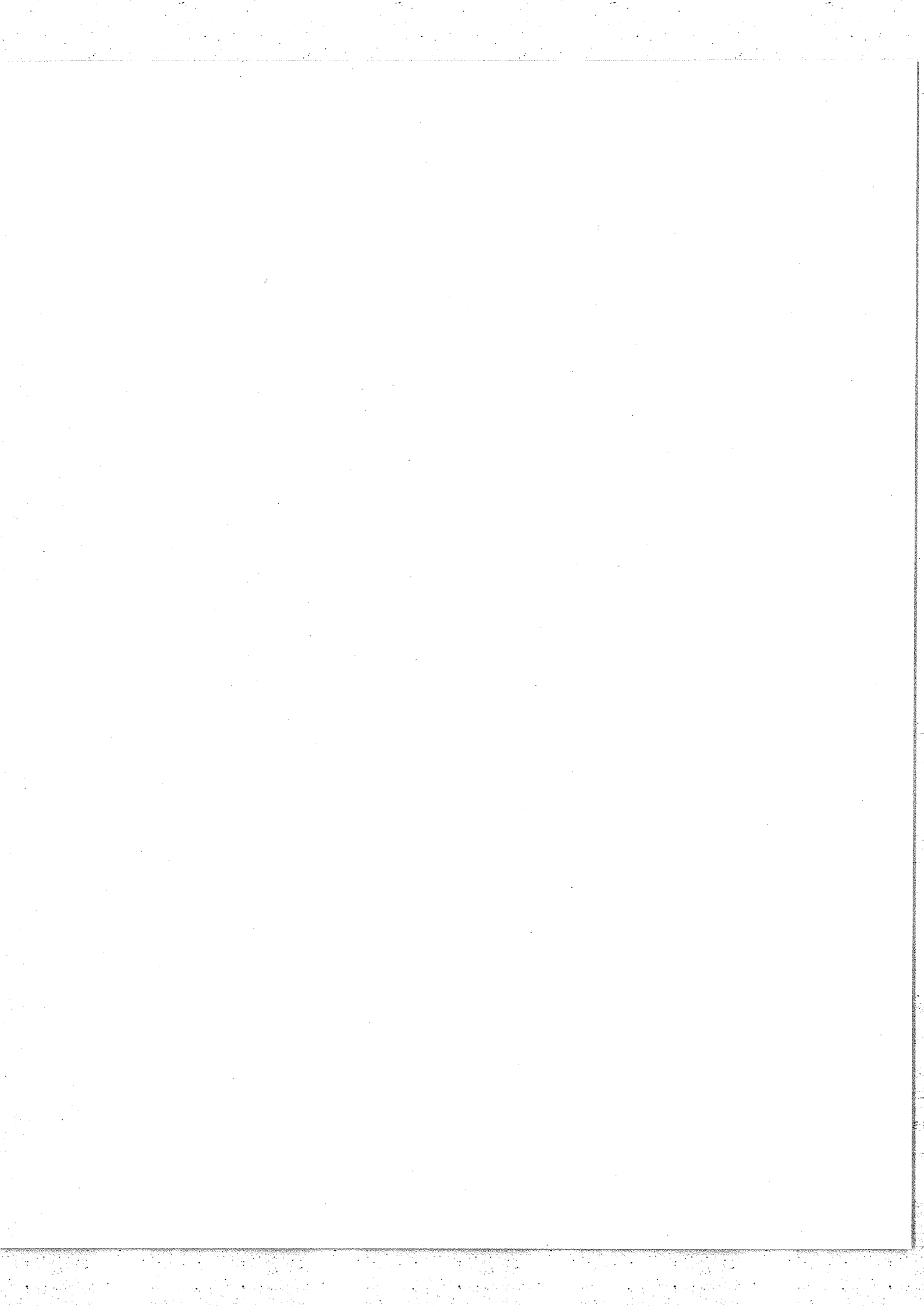
IV,2 - Enregistrements

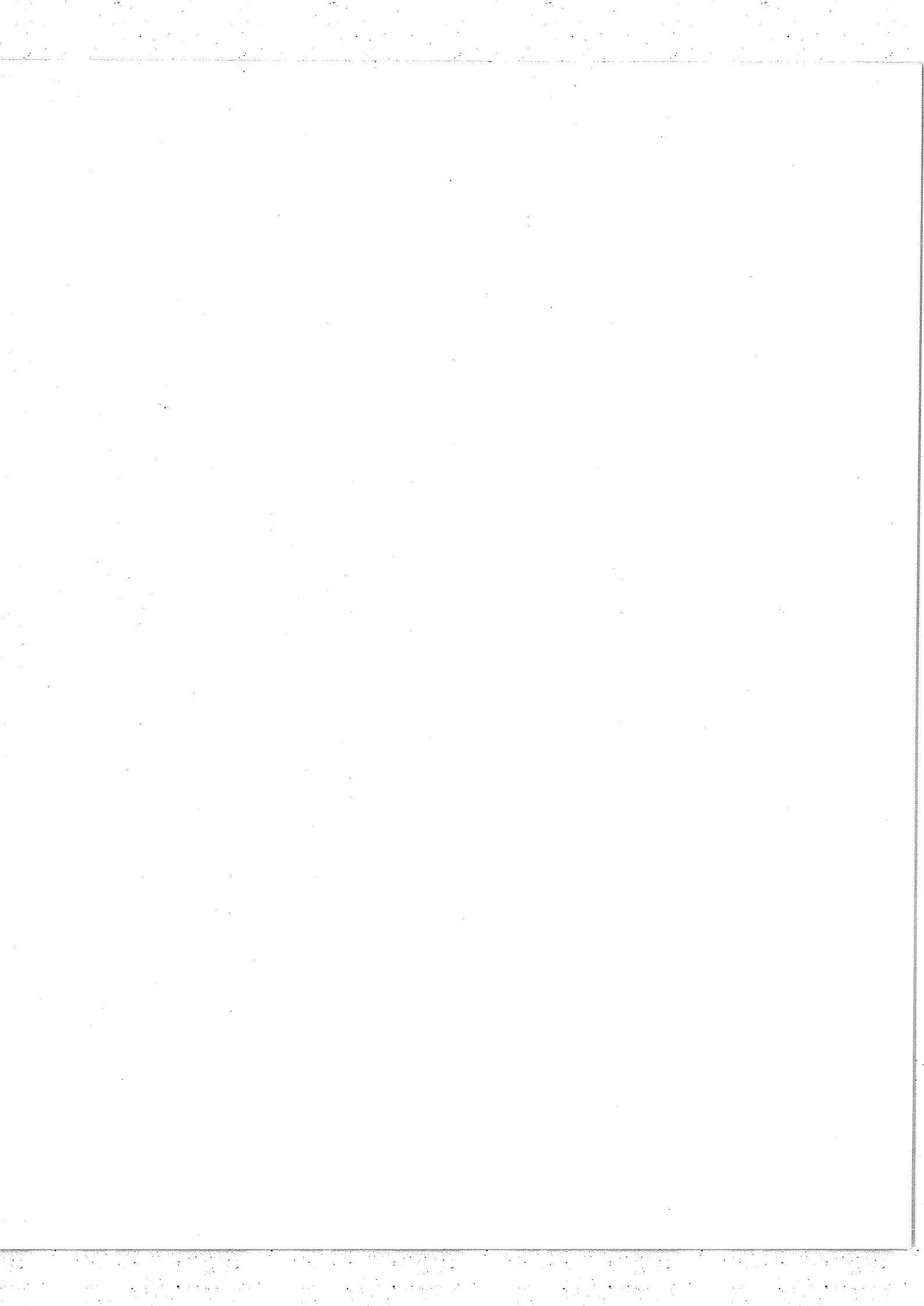
a) Variation de la différence de marche

La variation de différence de marche est obtenue par déplacement du trièdre réfléchissant commun aux deux étages. Le trièdre utilisé ici a un avantage sur celui de MURTY, il est formé de trois miroirs orthogonaux et non fait d'un bloc de verre. En effet, MURTY devait placer dans son interféromètre une compensatrice supplémentaire d'épaisseur double de la hauteur du trièdre, ce qui introduisait à la fois de la dispersion, de l'absorption et des réflexions parasites sur les faces de la lame et du trièdre. Nous avons vu que le trièdre pouvait se déplacer sur 12 cm environ, ce qui donne une différence de marche maximum de 48 cm. Cette grande variation de différence de marche peut être gênante pour le faisceau référence car l'interférogramme correspondant voit sa modulation diminuer. C'est pourquoi l'interféromètre inférieur comporte un dièdre qui permet de faire varier la d.d.m de $-\frac{\delta_{Mux}}{2}$ à $+\frac{\delta_{Max}}{2}$ pour le faisceau référence, alors qu'elle varie de 0 à δ_{Max} pour les faisceaux signal et L.B.

Dans notre étude du déphasage, nous n'utilisons pas la course totale du trièdre. Il nous suffisait de faire défiler une quinzaine de franges monochromatiques. Nous avons tout d'abord songé à un déplacement sur glissière. Mais le trièdre, prévu pour recevoir des faisceaux de 50 mm de diamètre, est très lourd et, même avec un contrepoids, nous avons des frottements tels que le déplacement était trop irrégulier. Un déplacement sur bille, utilisable pour de grands déplacements, était ici trop sensible aux vibrations. C'est pourquoi nous avons adopté un procédé dans lequel les points d'appui du trièdre ne se déplacent pratiquement pas.

Le trièdre repose en deux points sur une glissière et en un troisième point sur une bille (fig.28). Il est amené au voisinage de la d.d.m zéro à l'aide d'une vis v placée sur un support s.v. solidaire du bâti de l'interféromètre.





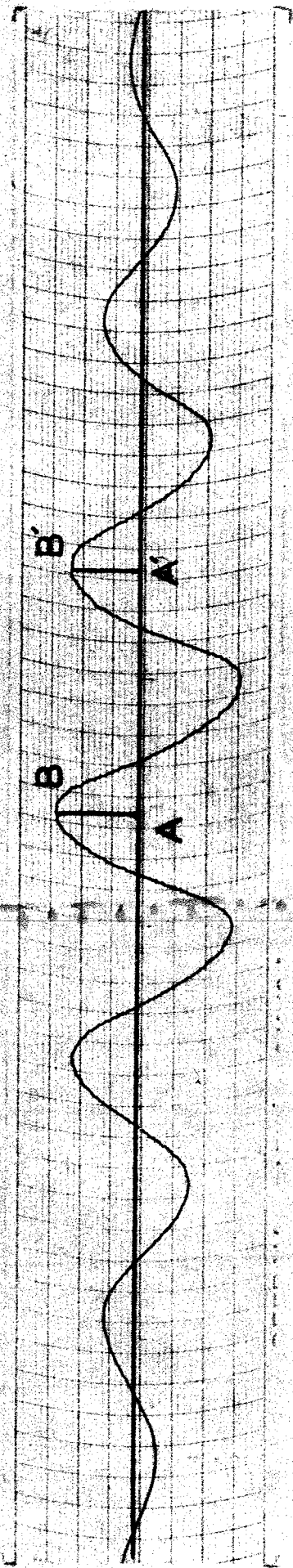


Fig. 29. — Interférogramme L.B. avec diode au Germanium.

$$\frac{AB}{A'B'} = 1,2$$

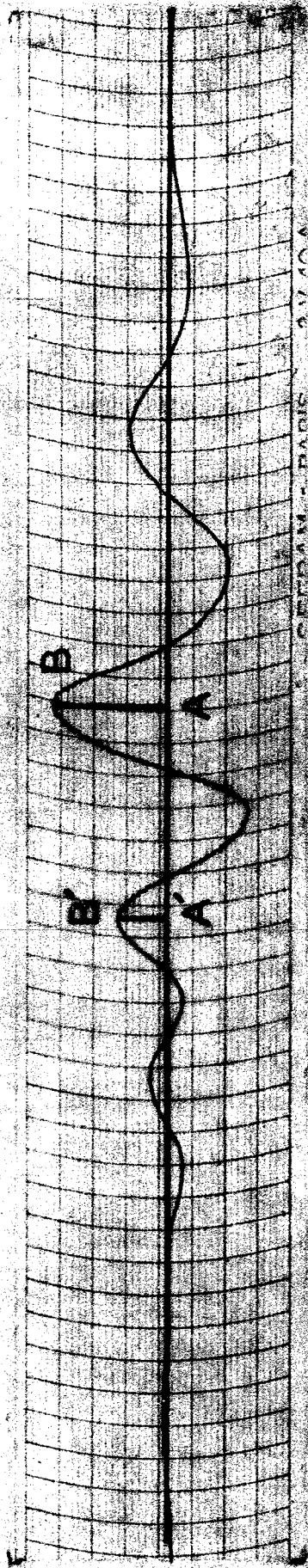


Fig. 30. — Interférogramme L.B. avec cellule au sulfure de plomb. $\frac{AB}{A'B'} = 2,2$

Le défilement des franges est produit par la compression de cette vis et du support du trièdre lui-même, au moyen d'un fil d'acier s'enroulant autour de l'axe d'un moteur synchrone qui tire le trièdre en arrière par l'intermédiaire d'un ressort R. Ce procédé, bien qu'encore sensible aux vibrations, nous a donné un défilement régulier. Cependant, la vitesse de défilement croissait légèrement d'un bout à l'autre de l'enregistrement. Mais cette variation n'était pratiquement pas sensible sur les quelques franges servant effectivement aux mesures.

b) Récepteurs

Le système enregistreur était constitué de deux récepteurs reliés à un enregistreur à deux plumes par l'intermédiaire de deux amplificateurs (fig.27).

- Lumière blanche

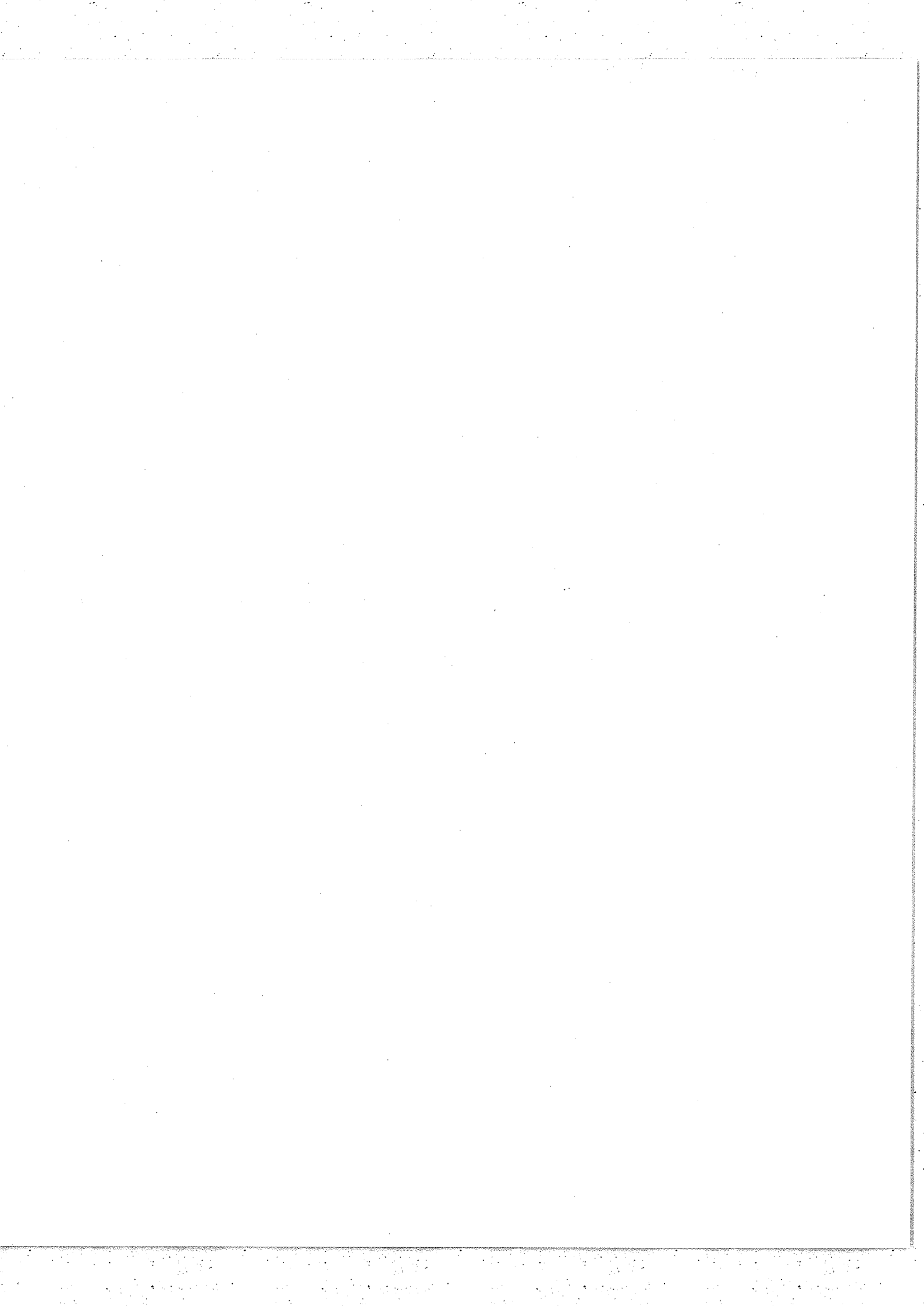
Nous avons d'abord utilisé une photodiode au germanium ; mais elle n'était pas sensible assez loin dans l'infra-rouge et la frange d'intensité maximale n'était pas assez différenciée (fig.29). Nous avons alors utilisé une cellule au sulfure de plomb (fig.31) qui nous a donné une frange suffisamment nette (fig.30) pour pouvoir, ultérieurement, être détectée automatiquement. Nous baptiserons cette frange d'intensité maximale : frange repère.

- Lumière monochromatique

Nous avons employé deux récepteurs selon le domaine étudié : un photomultiplicateur 1 P 21 (RCA) de 0,55 à 0,4 μ et un photomultiplicateur 150 CVP (La RADIOTECHNIQUE) de 0,55 à 1 μ (fig.32). Ce dernier récepteur pouvait aussi être utilisé jusqu'à 0,5 μ , mais le signal devenait alors trop faible.

c) Enregistreurs

Nous avons tout d'abord essayé un enregistreur potentiométrique à deux plumes, à bande passante assez étroite qui nous obligeait à un déplacement du trièdre inutilement lent. Nous lui avons préféré un enregistreur galvanométrique de bande passante beaucoup plus large (bien qu'il soit ainsi plus sensible aux vibrations).



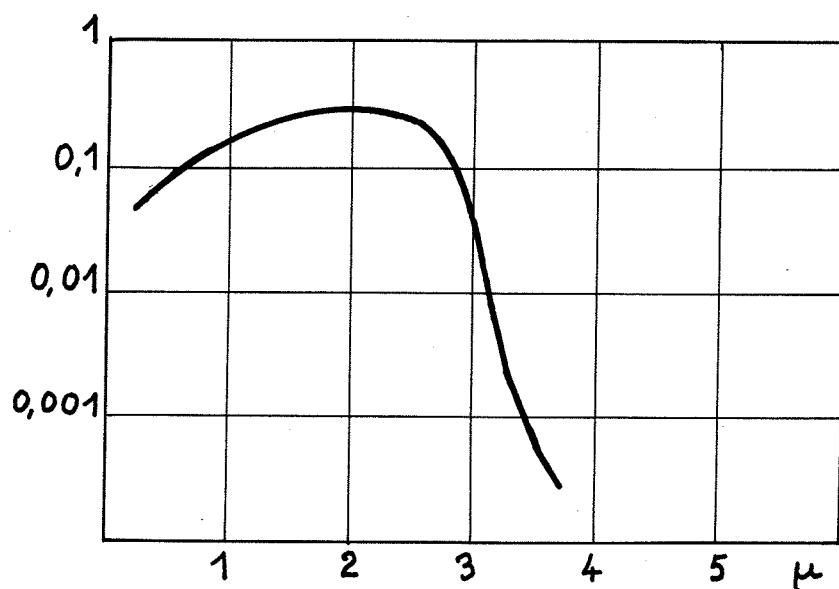


Fig. 31 - Sensibilité d'une cellule au sulfure de Plomb (unités arbitraires).

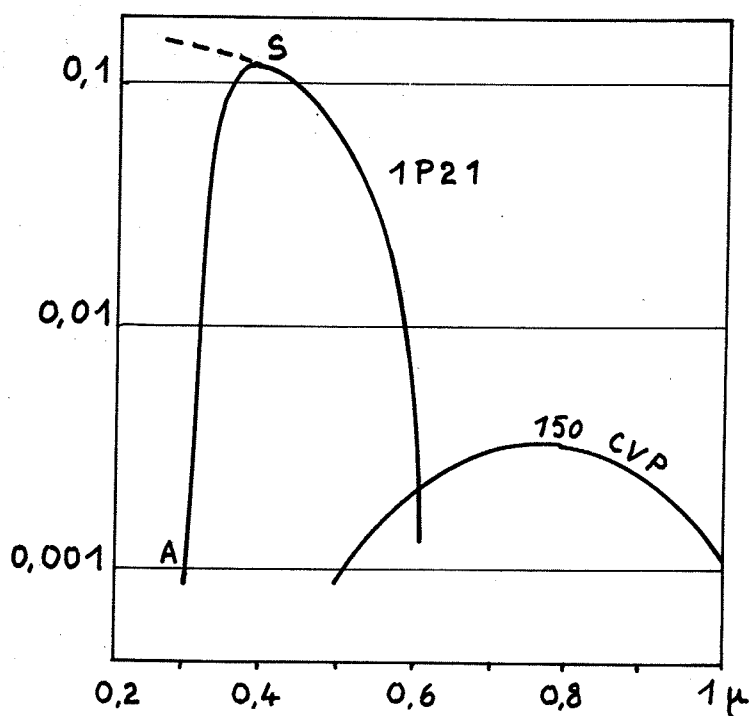
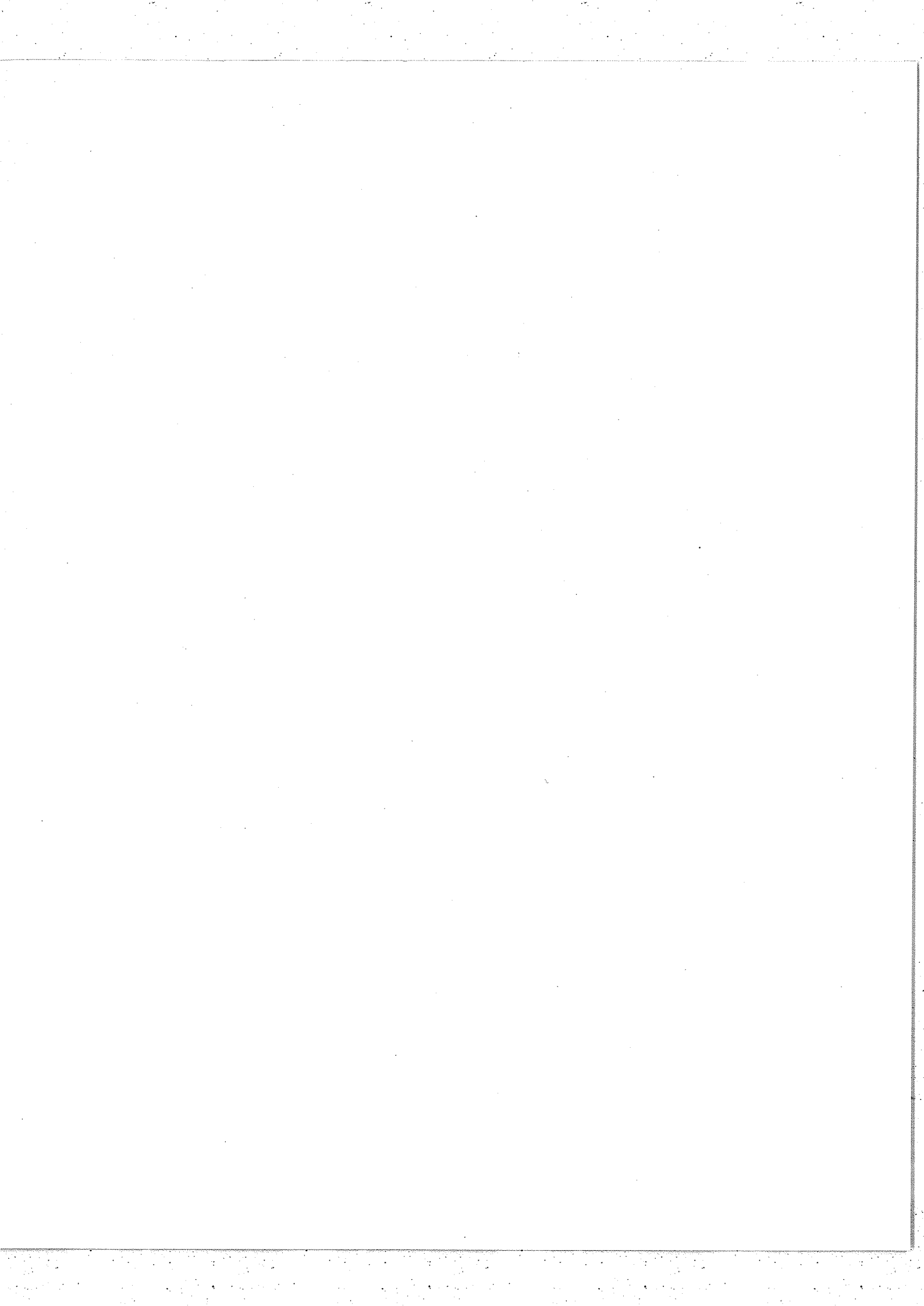
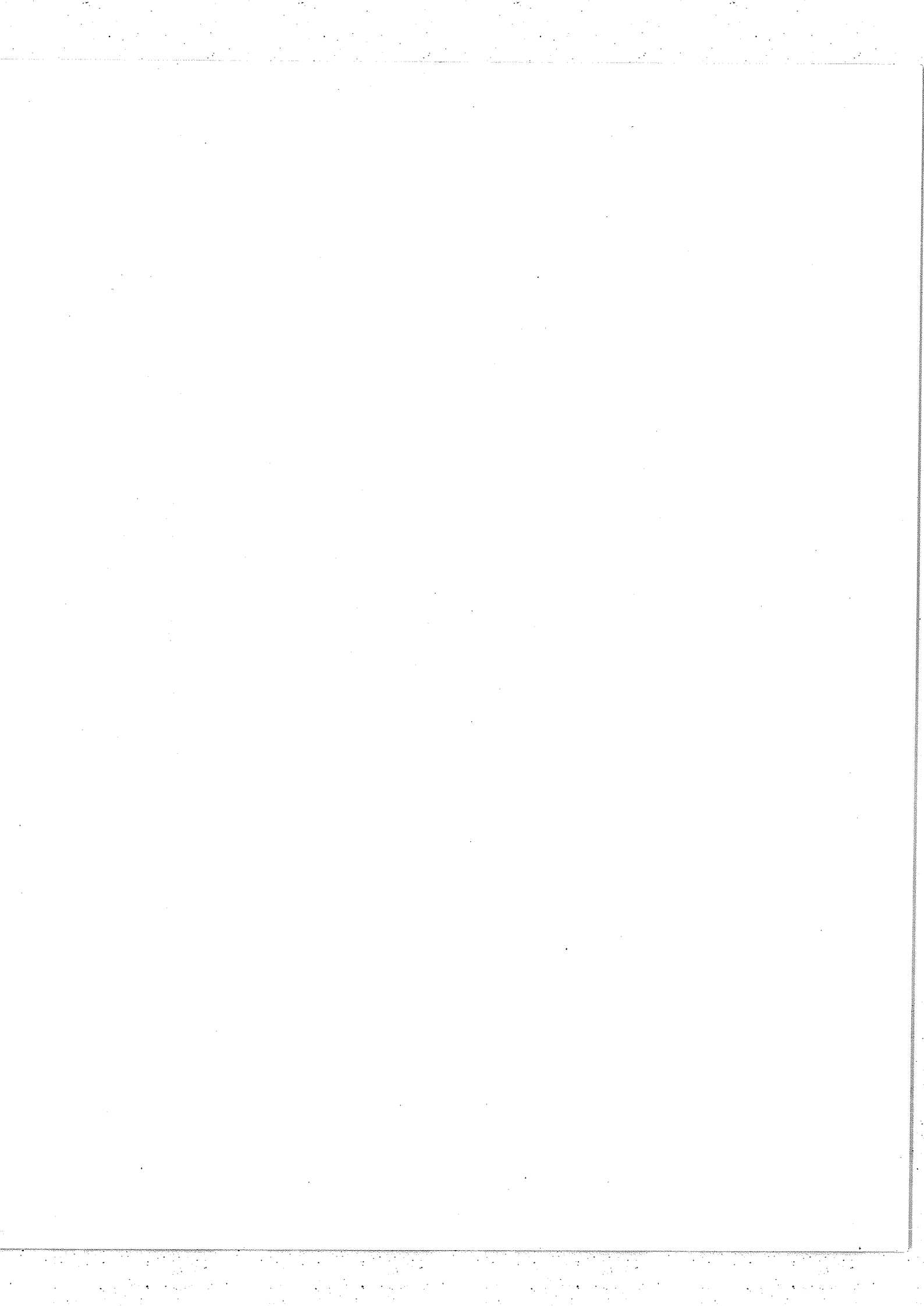


Fig. 32 - Rendements quantiques des deux photocathodes utilisées
(La partie SA est due à l'absorption du verre protégeant
la photocathode.)





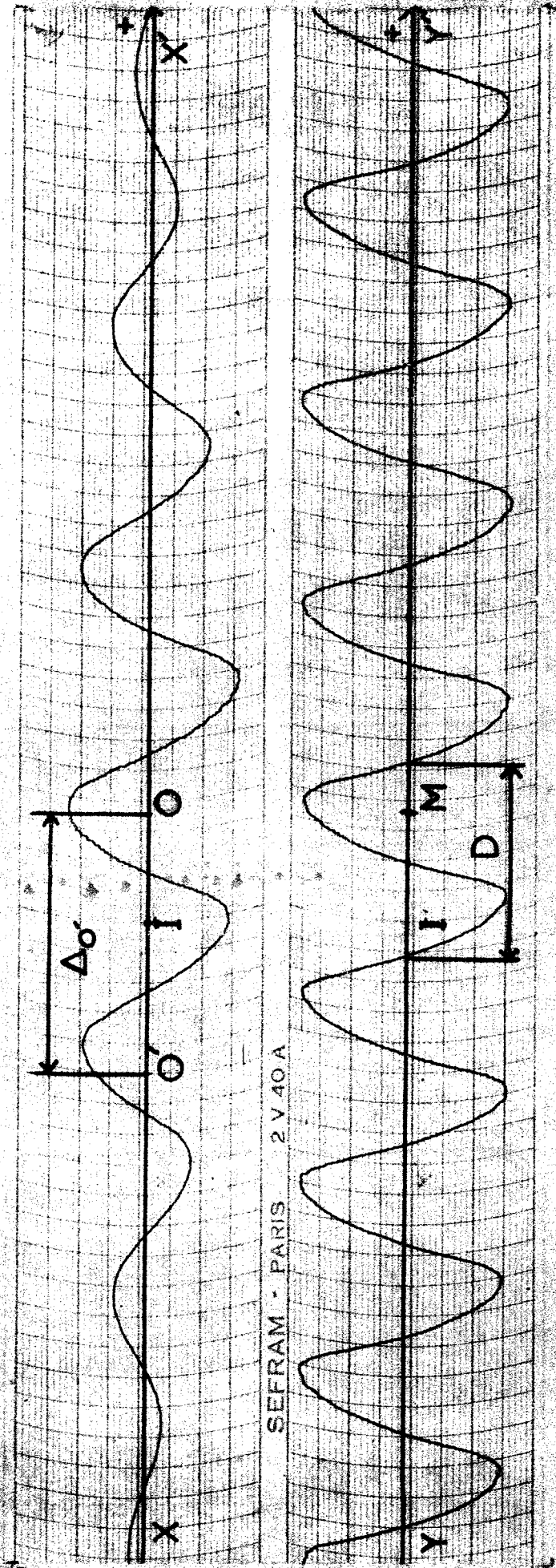


Fig. 33. - Conventions pour la mesure de Φ

d) Méthode de mesure

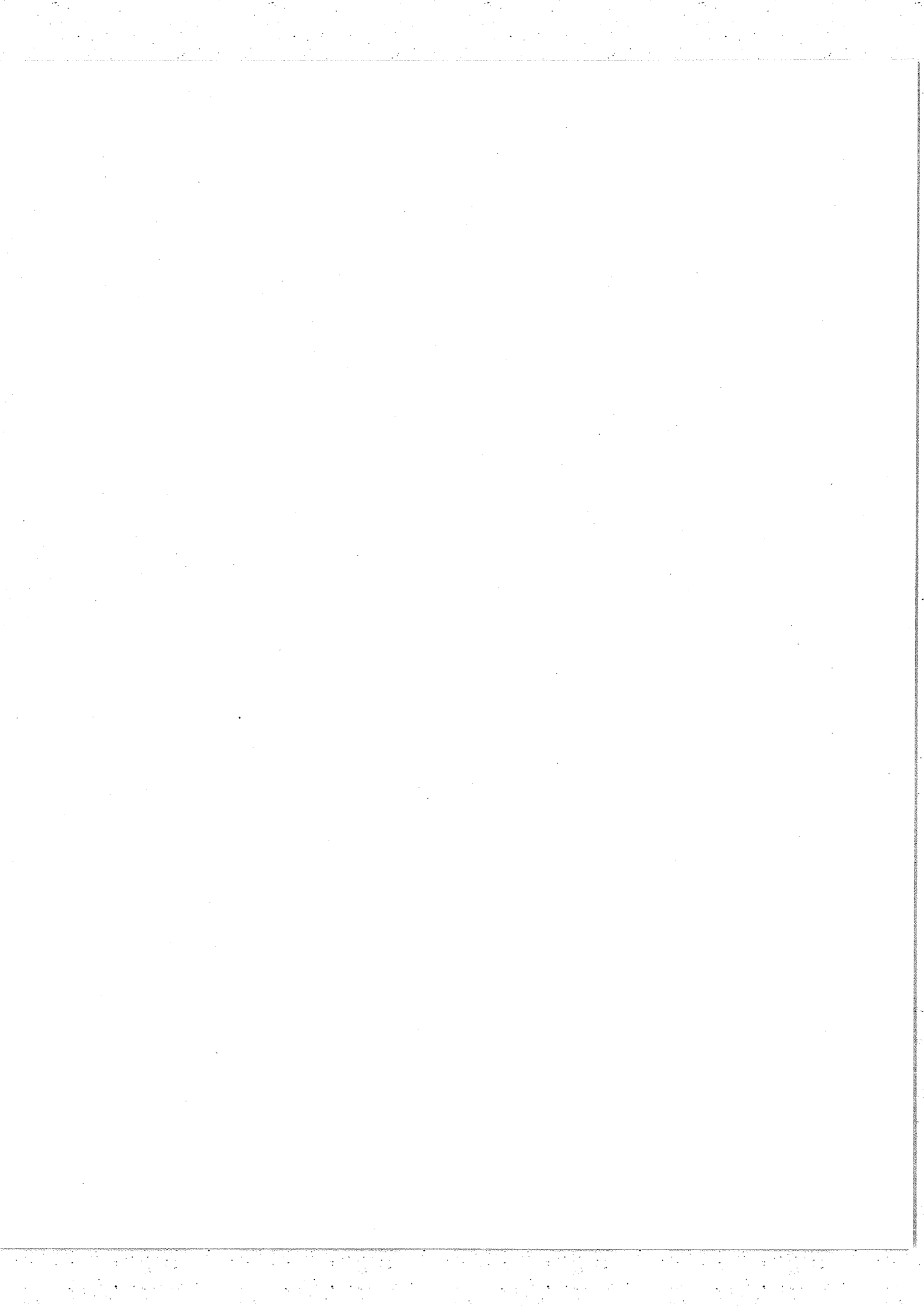
Il s'agissait tout d'abord de définir un point origine provisoire O . Pour cela nous avons tracé la droite XX' d'éclairement moyen sur l'interférogramme L.B (fig.33). Puis nous avons pris le milieu O de la frange repère. Il fallait ensuite mesurer le déphasage. Nous avons alors pris le milieu M de la frange monochromatique brillante correspondant à la frange repère, après avoir tracé la droite YY' d'éclairement moyen. Le déphasage était mesuré à partir de deux points I et I^{se} correspondant sur les deux interférogrammes et choisis arbitrairement comme origines. Le déphasage Φ mesuré en millimètres était $\overline{IO} - \overline{I'M}$, le sens positif sur XX' et YY' étant celui du déroulement du papier.

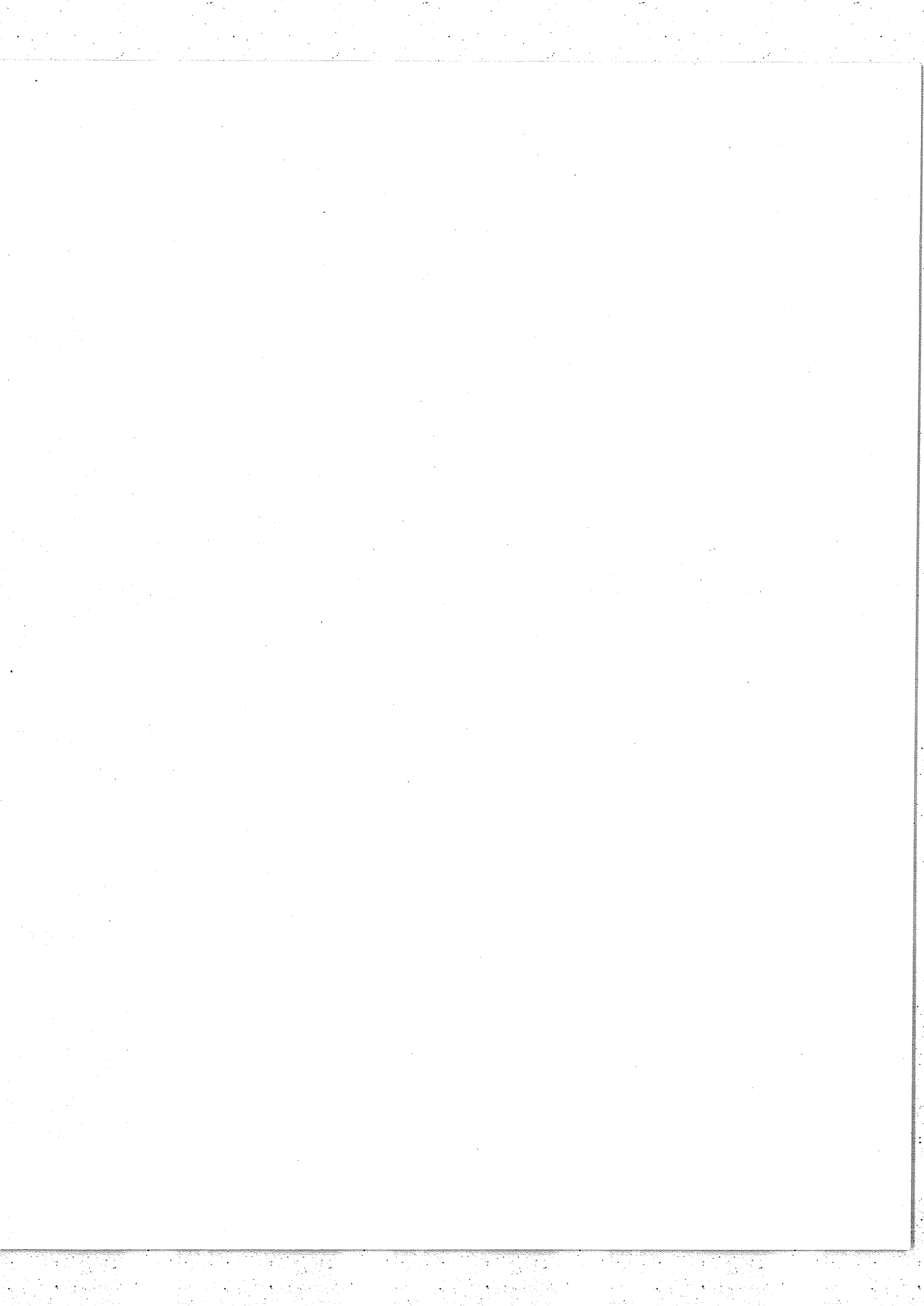
Nous calculions ensuite la largeur moyenne D d'une frange monochromatique en mesurant la largeur de 10 franges. Nous pouvions alors traduire le déphasage en degrés.

$$\Phi = 360 \left(\frac{\overline{IO} - \overline{I'M}}{D} \right)$$

Ces déphasages sont calculés à 360° près. En effet, le choix de la frange monochromatique appelée ci-dessus la frange "correspondante" est arbitraire. Toutes les mesures faites l'ont été en commençant par les enregistrements faits dans l'infra-rouge et en choisissant sur le premier enregistrement la frange pour laquelle $|\overline{IO} - \overline{I'M}|$ était minimale. Si les mesures avaient été faites en partant des enregistrements effectués avec la lumière bleue (23000 cm^{-1}), le Φ trouvé différencierait de 360° dans la plupart des cas. Enfin il fallait faire varier σ suffisamment lentement pour que, d'un enregistrement au suivant, nous ne risquions pas une erreur d'une frange.

Le choix du milieu de la frange repère comme origine provisoire est purement arbitraire. C'est pourquoi nous avons cherché à déterminer un autre point origine O' pour lequel Φ s'écarte aussi peu que possible de 0° (ou d'un multiple de 360°). Cette origine O' serait ultérieurement utilisée comme point où $\delta_o = 0$





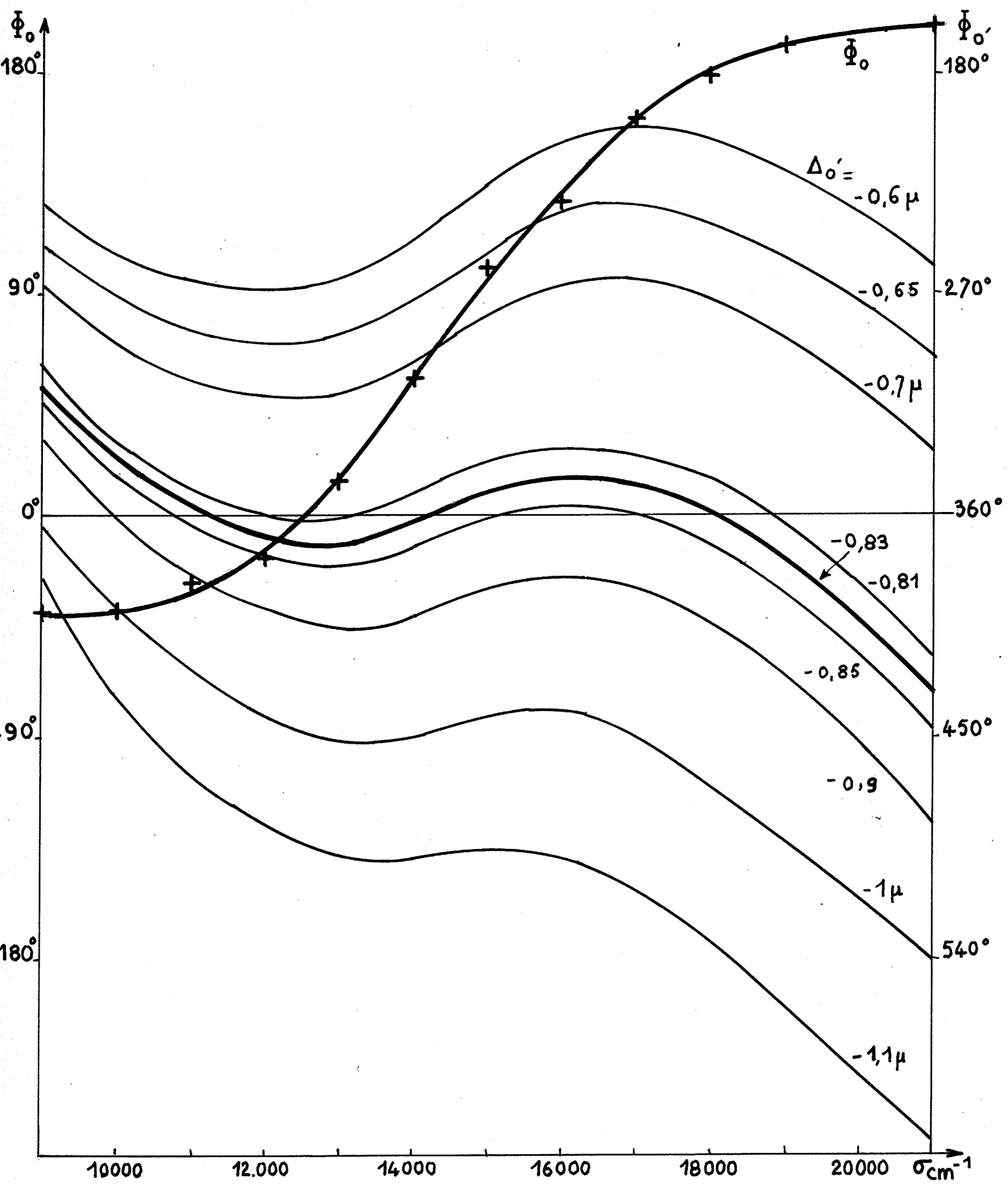


Fig. 34 - Exemple de recherche du point O' optimum

de l'interférogramme pour le calcul du spectre. Naturellement, dans le cas d'un interférogramme parfaitement symétrique, 0 et 0' coïncideraient.

Le point 0' se détermine de la façon suivante. On prend sur l'interférogramme une série de points arbitraires $0'_1, 0'_2, \dots$, dont les distances à 0, mesurées sur l'interférogramme en différences de marche sont $\Delta_{0'_1}, \Delta_{0'_2}, \dots$; les phases mesurées par rapport à ces nouvelles origines sont :

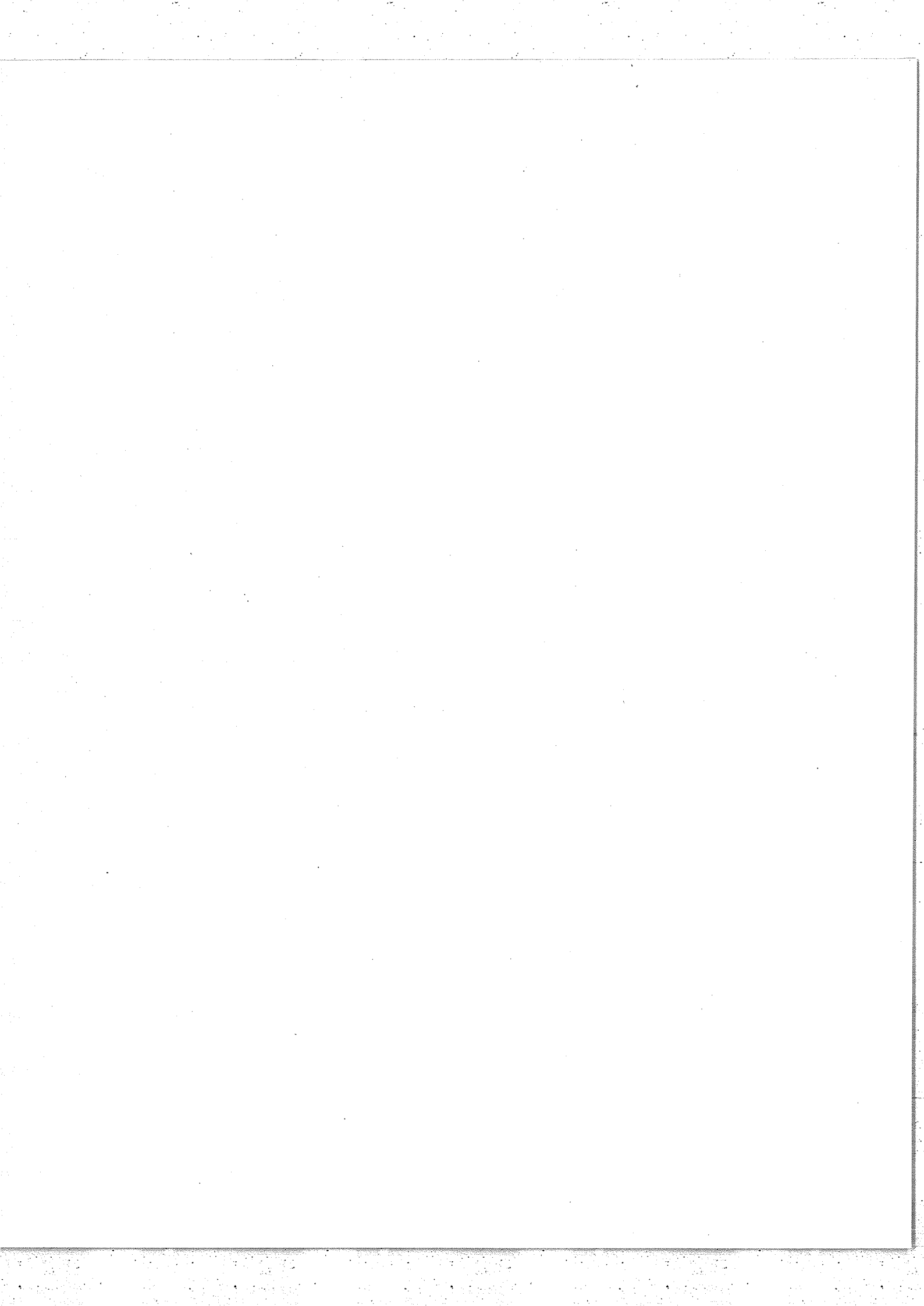
$$\bar{\Phi}_{0'_i} = \bar{\Phi}_0 + 360^\circ \frac{\Delta_{0'_i}}{\lambda}$$

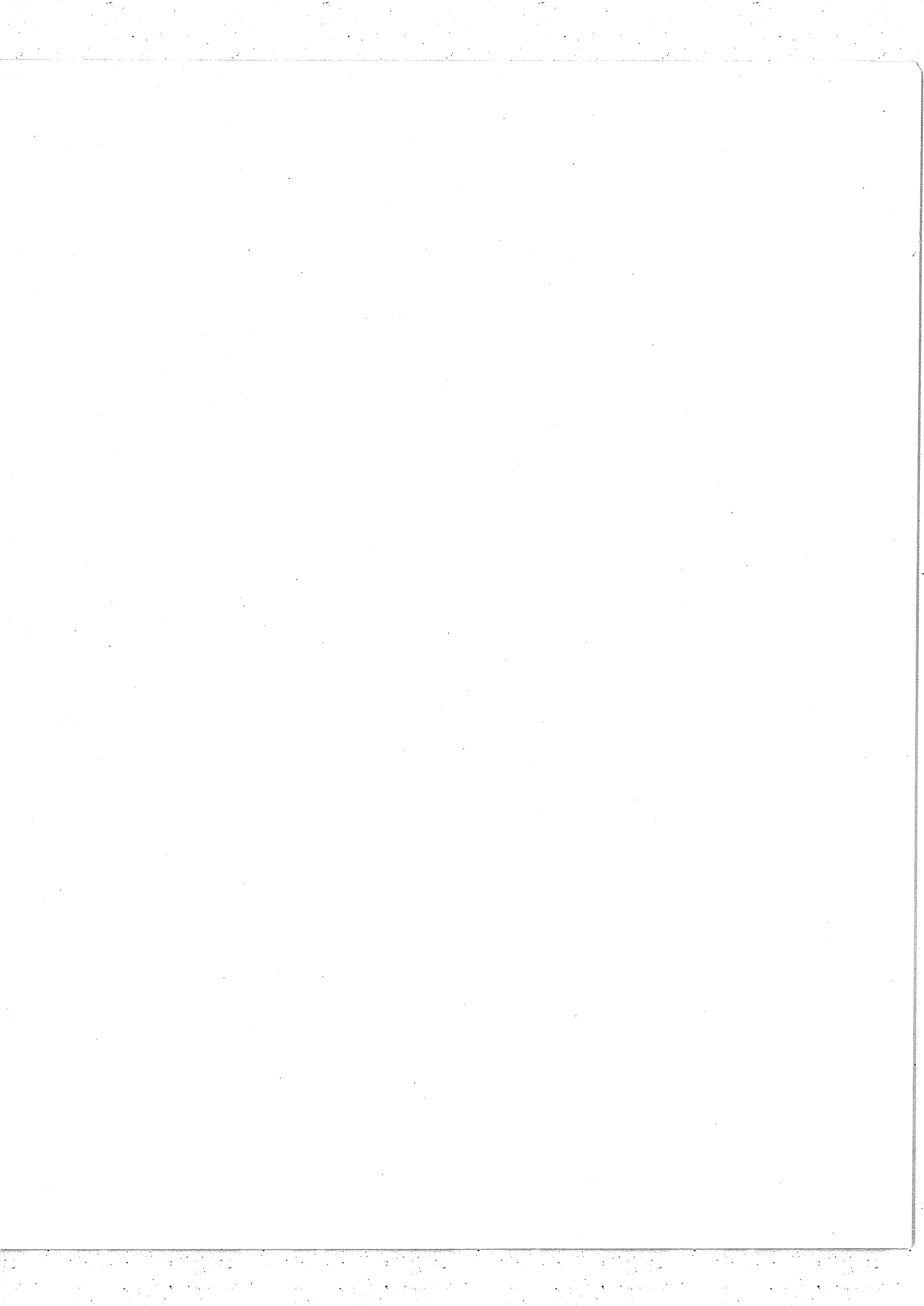
On peut ainsi, à l'aide d'une seule série de mesures, tracer le faisceau de courbes $\bar{\Phi}_{0'_i}(\sigma)$ qui seraient obtenues avec différentes origines 0' et choisir (éventuellement par interpolation) entre ces courbes, le point 0' optimum.

IV,3 - Résultats

La figure 34 illustre la recherche du point 0' dans le cas d'une lame verroxyde de Titane. La courbe $\bar{\Phi}_0$ est obtenue à partir de l'origine provisoire 0. La variation totale de $\bar{\Phi}$ entre 9000 et 21000 cm^{-1} est de 240° . La courbe la meilleure a été obtenue pour $\Delta_{0'} = 0,83 \mu$, ce qui correspond donc à un décalage de l'origine 0' par rapport à 0 d'environ 1,5 franges dans le milieu du visible. Le déphasage varie alors de -310° à -430° soit une variation maximum de 120° . On peut remarquer que pour un domaine allant de 10500 à 18500 cm^{-1} , le déphasage a une variation maximum de 30° environ. Comme $\bar{\Phi}_{0'}$ varie au voisinage de -360° , l'échelle a été, pour toutes les courbes $\bar{\Phi}_{0'}$, décalée de 360° vers le haut par rapport à l'échelle utilisée pour la courbe $\bar{\Phi}_0$. Les différentes courbes tracées représentent les tâtonnements ayant conduit au choix de $\Delta_{0'} = 0,83 \mu$ *.

* - On peut remarquer également qu'il existe une courbe $\bar{\Phi}_{0'}$, telle que la variation globale de $\bar{\Phi}$ soit inférieure à celle obtenue pour $\Delta_{0'} = 0,83 \mu$. C'est la courbe où $\Delta_{0'} = 0,65 \mu$; mais elle se situe au voisinage d'une valeur de $\bar{\Phi}$ qui n'est pas multiple de 360° .





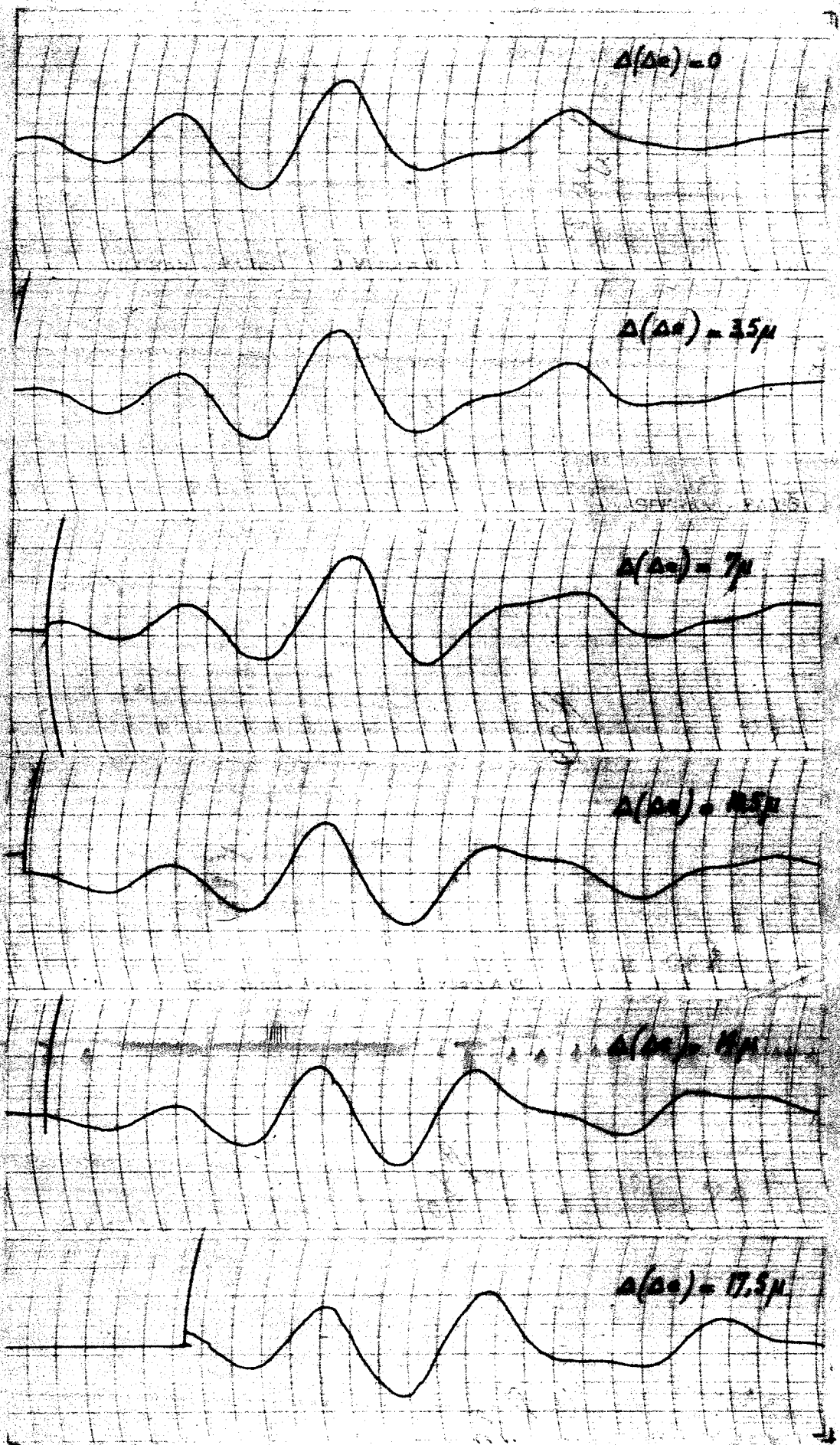


Fig. 35

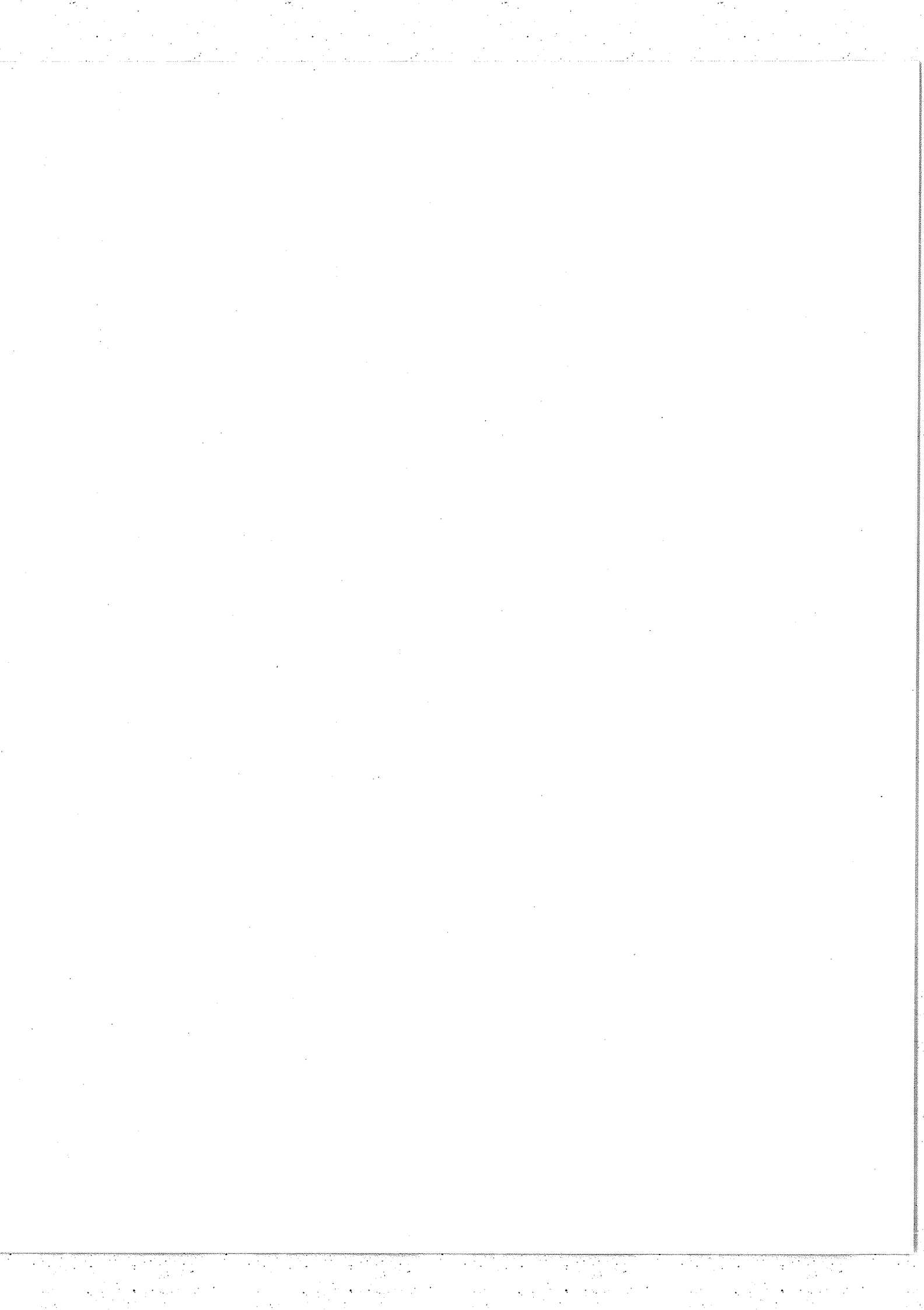
La figure 35 illustre la déformation progressive de l'interférogramme lorsque la compensatrice tourne, donc pour une variation de la différence d'épaisseur optique Δe . Les épaisseurs et les incidences n'étant pas connues avec une précision suffisante pour permettre de déterminer la position $\Delta e = 0$ (pour une longueur d'onde donnée), on a simplement repéré les variations $\Delta(\Delta e)$ et la première courbe est arbitrairement cotée $\Delta(\Delta e) = 0$. La quantité $\Delta(\Delta e)$ est calculée d'après la formule :

$$\Delta(\Delta e) = e_2 \sin i_2 \left[1 - \frac{\cos i_2}{n \cdot \cos n_2} \right] \frac{2 \cos^2 i_2}{e_2 \sin i_2 + 2l} dx$$

x étant la graduation lue sur la vis micrométrique et l la distance de l'axe de la vis à l'axe de rotation de la lame, pour un indice moyen $n = 1,5$, une incidence moyenne $i = 18^\circ$, une épaisseur $e_2 = 1,5$ mm et $l = 37$ mm. Les abscisses relatives des différents interférogrammes sont arbitraires.

La figure 36 montre comment varie la "meilleure" courbe Φ_0 , déterminée par la méthode exposée précédemment, lorsque la compensatrice tourne d'un petit angle au voisinage de sa position primitive. Les différentes courbes sont repérées par les variations de Δe , la première courbe étant arbitrairement choisie telle que $\Delta(\Delta e) = 0$. La courbe A est identique à la courbe Φ_0 de la figure 34. Elle ne peut être repérée en Δe par rapport aux trois autres car l'enregistrement correspondant a été fait ultérieurement, après une nouvelle mise en place des lames séparatrice et compensatrice. Les courbes B, C et D sont les "meilleures" courbes Φ_0 , calculées. Les valeurs de Φ varient au voisinage d'une valeur multiple de 360° . Pour B, autour de $\Phi = 0$; pour C, autour de $\Phi = -360^\circ$; pour D, autour de $\Phi = -720^\circ$.

La figure 37 donne les mêmes résultats dans le cas de lames de silice fondue, la couche semi-réfléchissante étant en aluminium. Il semble qu'ici la variation globale de Φ soit plus importante, tout au moins pour les deux positions de la compensatrice étudiées.



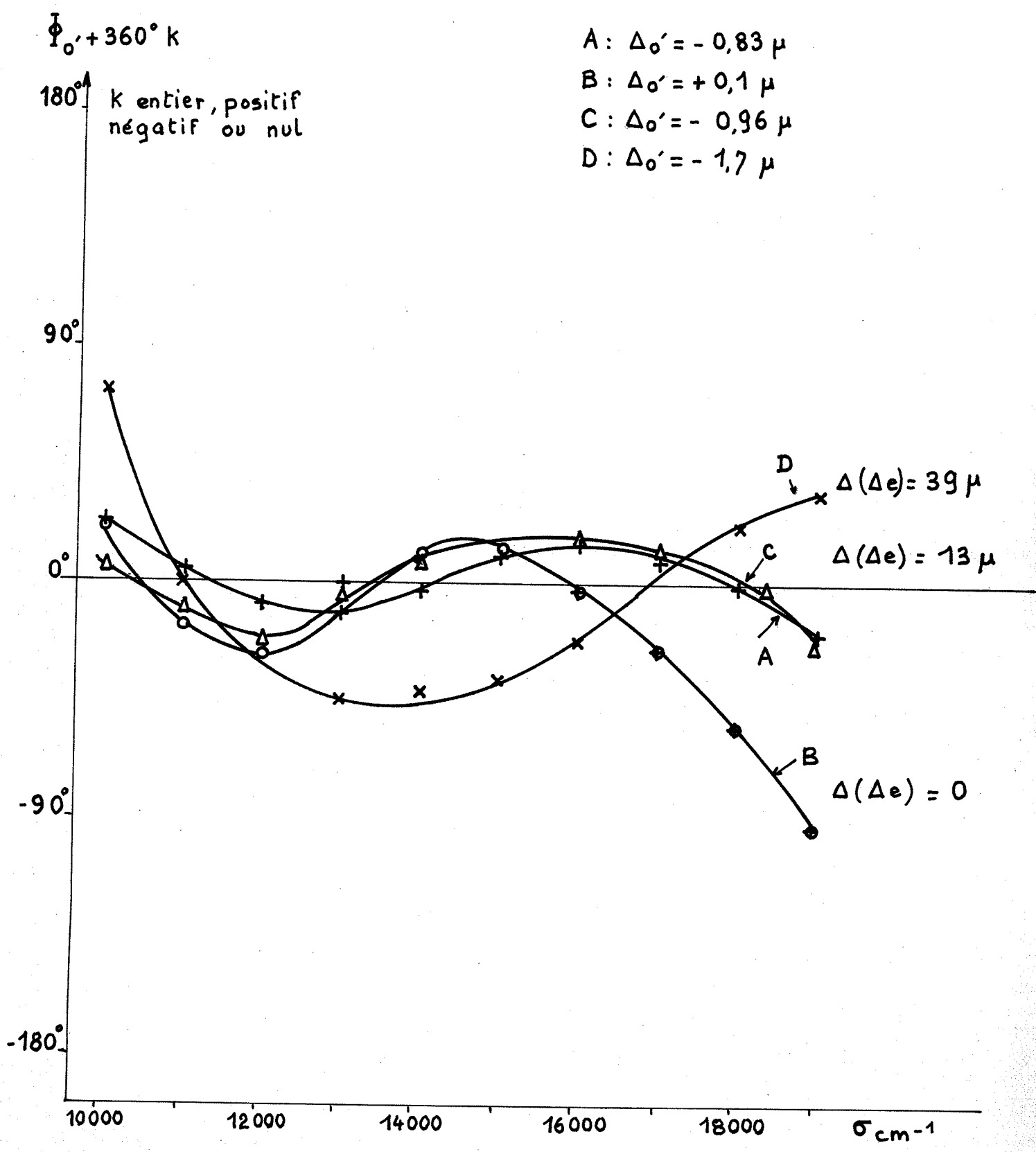
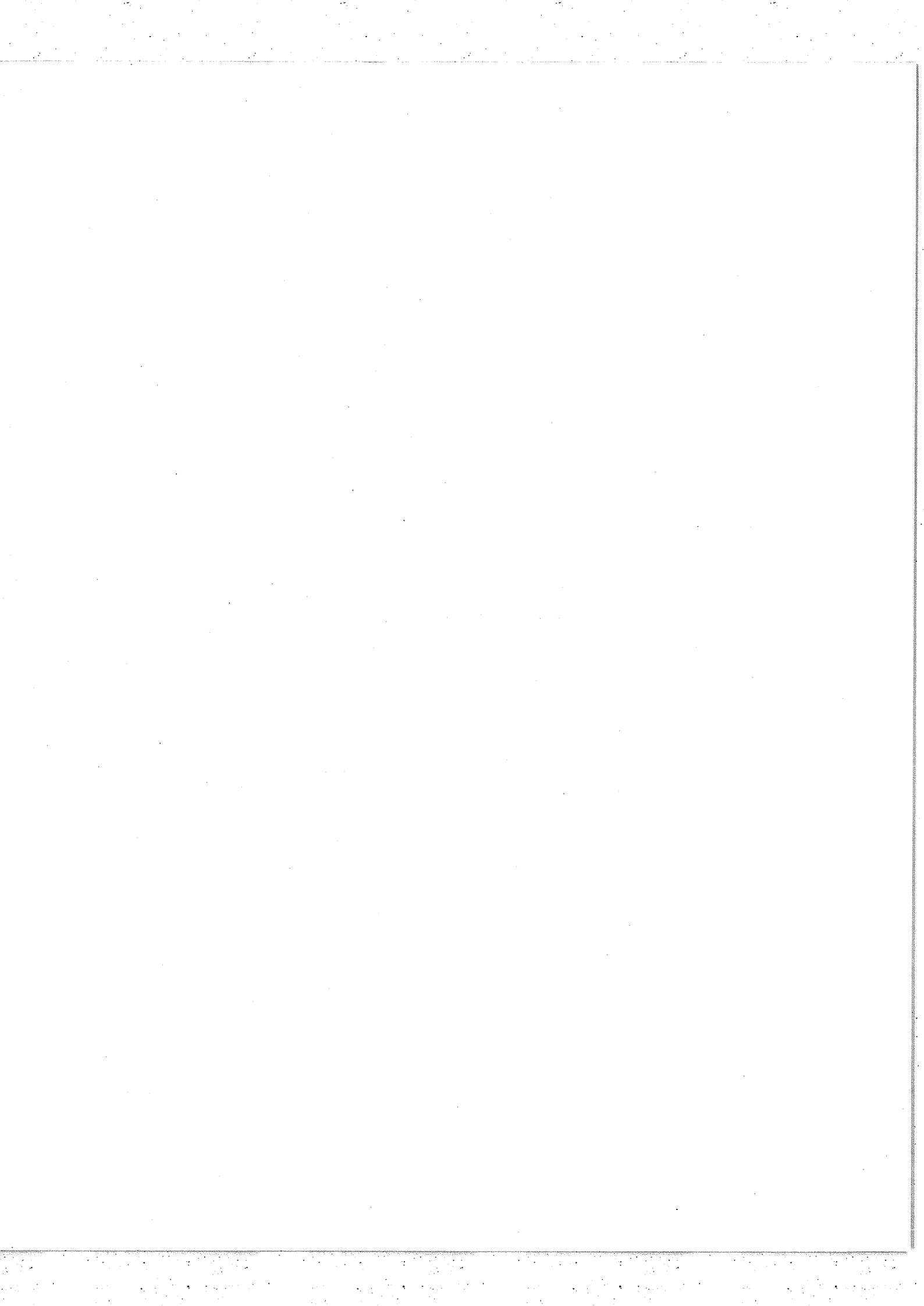


Fig. 36 - Lames de verre et couche d'oxyde de Titane



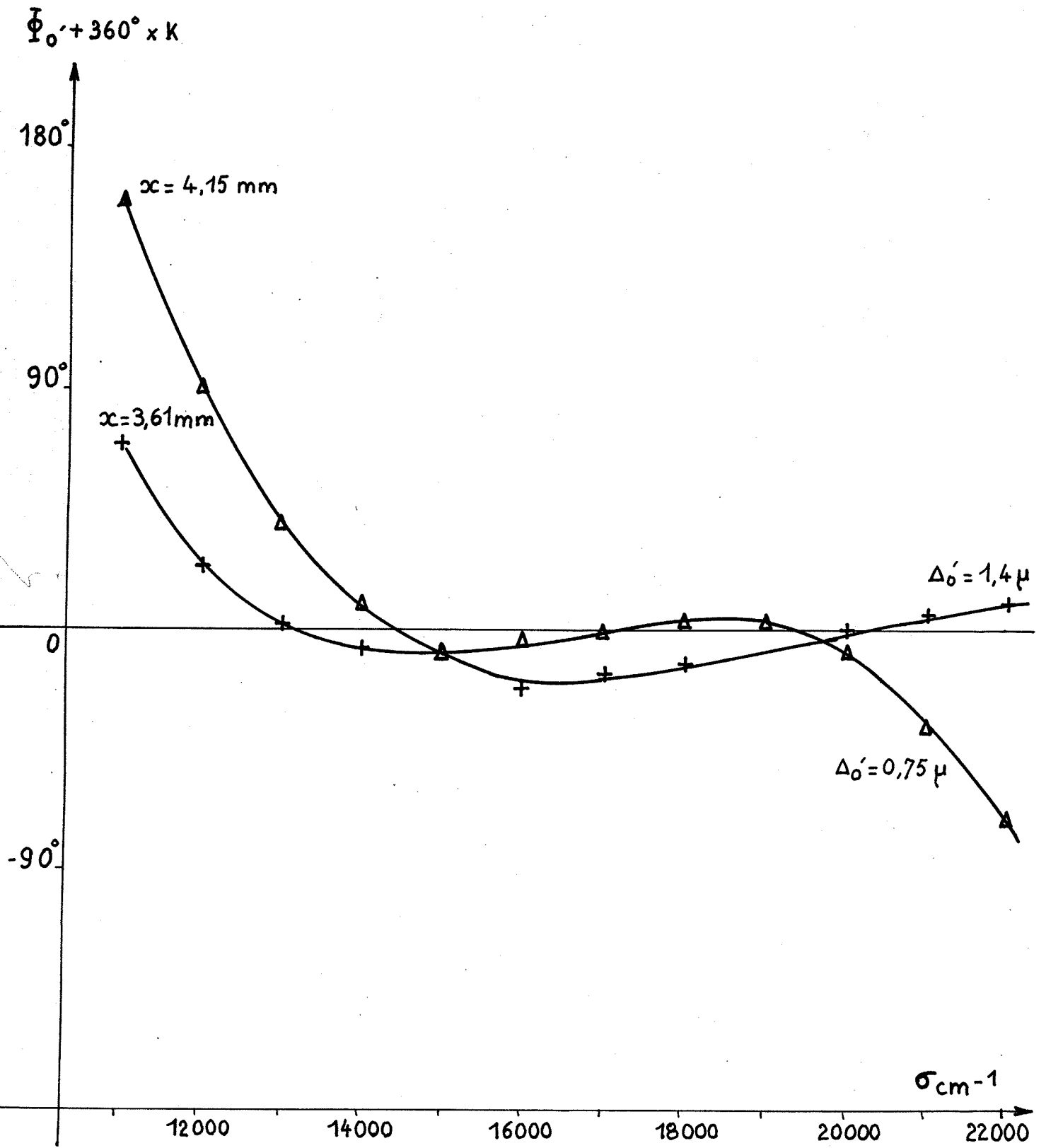
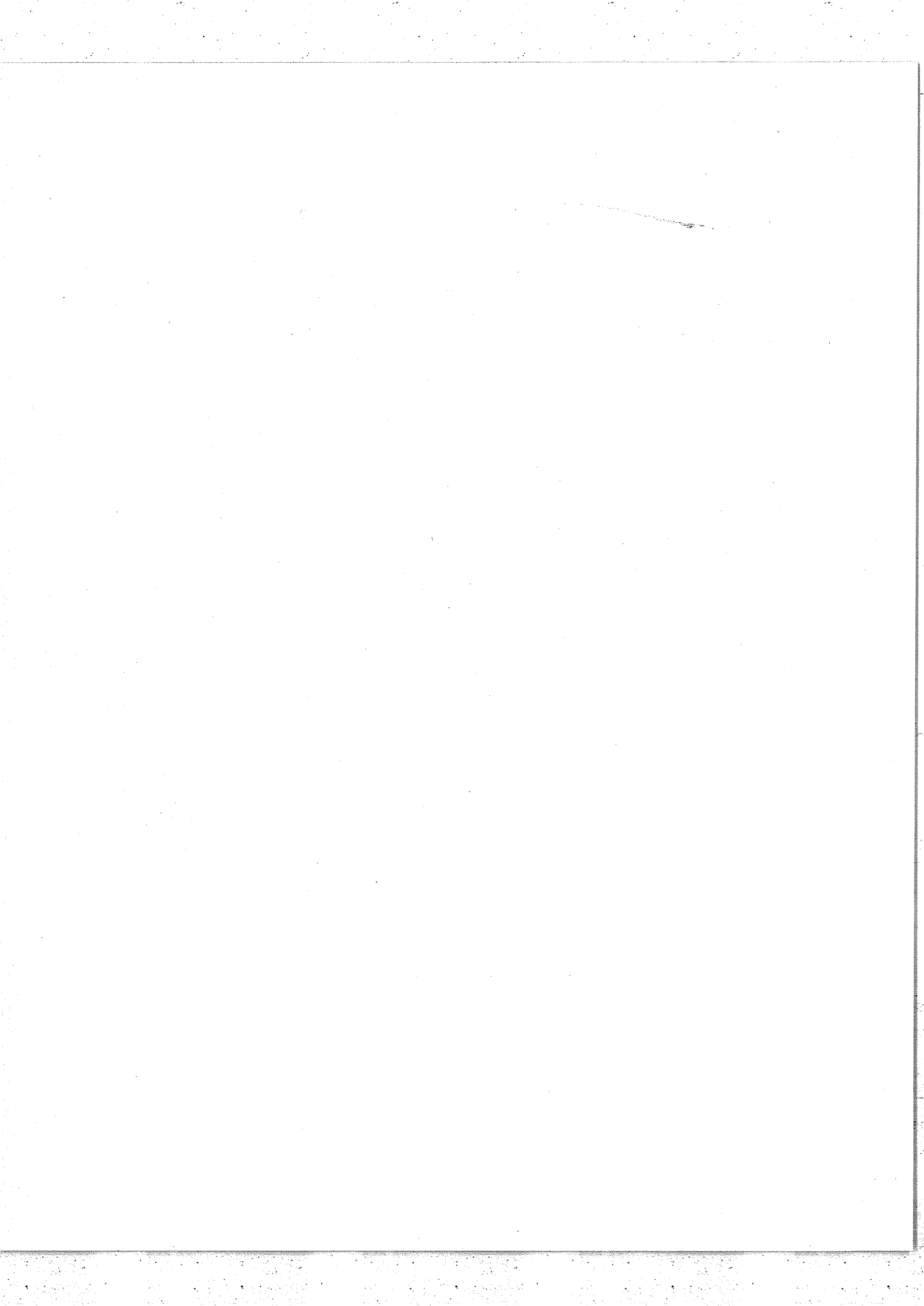


Fig.37 - Lames de Silice étendue et couche d'Aluminium.

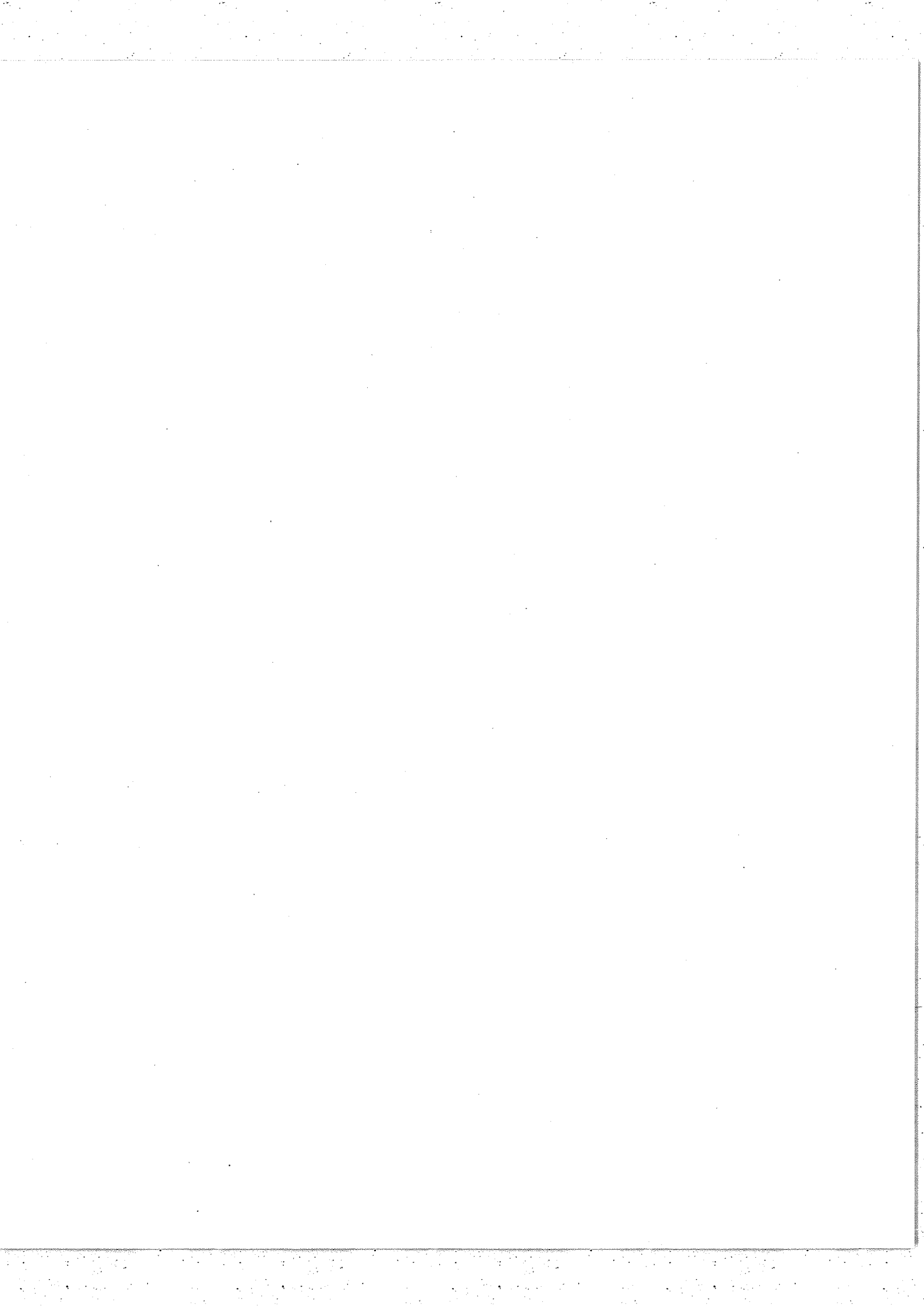


IV,4 - Conclusion

Les résultats expérimentaux s'écartent assez nettement des prévisions théoriques (fig.19). La raison principale de ces écarts tient en deux points : d'une part, la différence d'épaisseur des lames n'était connue qu'à la précision du comparateur, soit environ à $1/\mu$ près ; d'autre part, la construction même de l'appareil rendait impossible une mesure précise de la différence d'incidence sur les deux lames. Ainsi nous n'avons vraisemblablement pas obtenu la position optimum de la lame compensatrice.

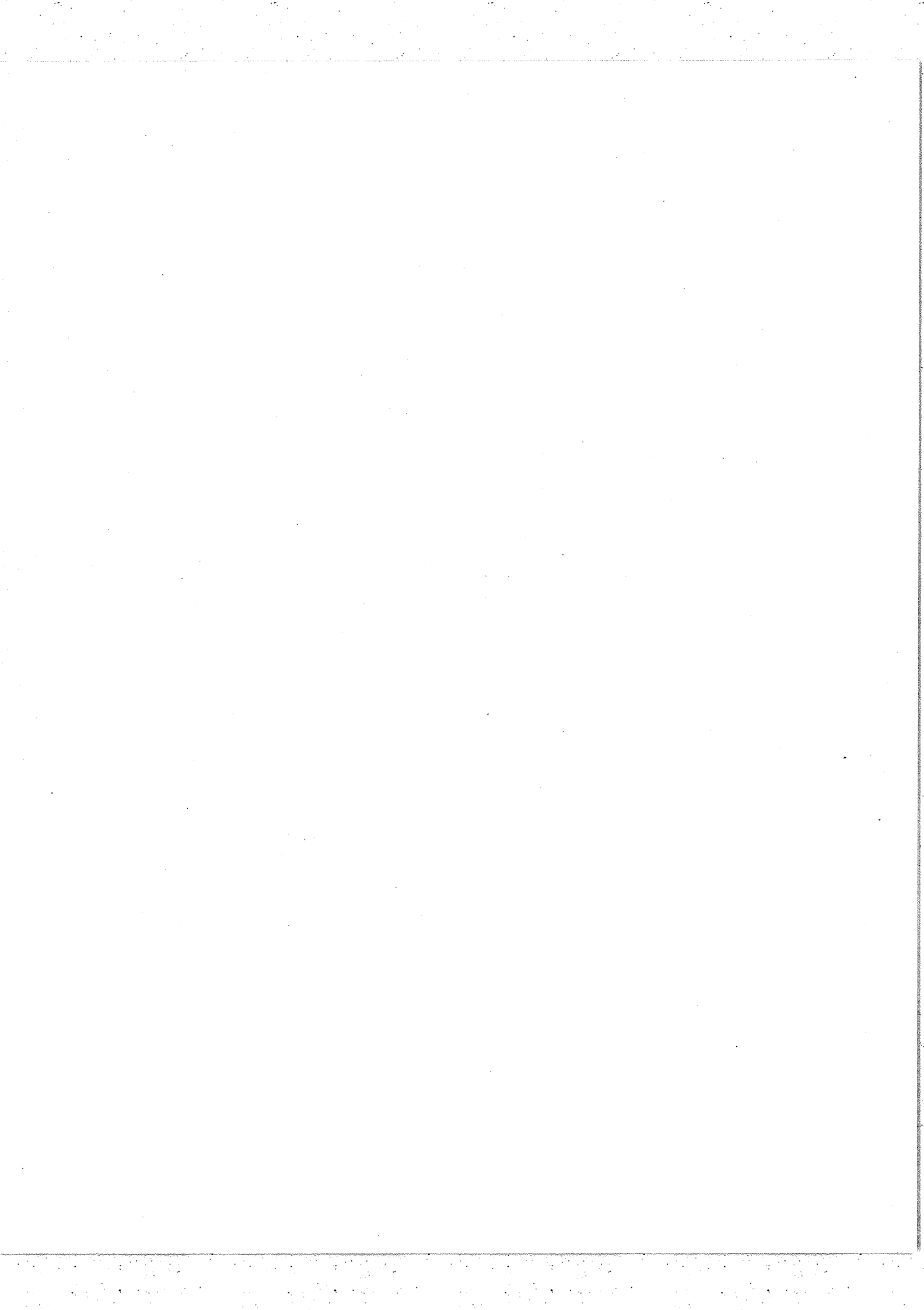
De plus, un inconvénient majeur réside dans la détermination du point O' , utilisé comme origine de l'interférogramme pour le calcul du spectre. En effet, la détermination ne peut se faire qu'après passage par le point O , seul facilement détectable. Cette opération, quoique assez longue et laborieuse, ne présente pas de difficultés de principe lorsque l'on dispose d'un enregistrement sur papier qui sera ultérieurement analysé par échantillonnage et calcul numérique. En revanche, elle devient beaucoup plus difficile lorsque l'enregistrement est effectué sur bande magnétique.

En conclusion, il semble qu'il y ait lieu d'essayer d'améliorer la conformation actuelle du système séparateur en le remplaçant par un bloc séparatrice-compensatrice d'épaisseurs égales collées en adhérence moléculaire.



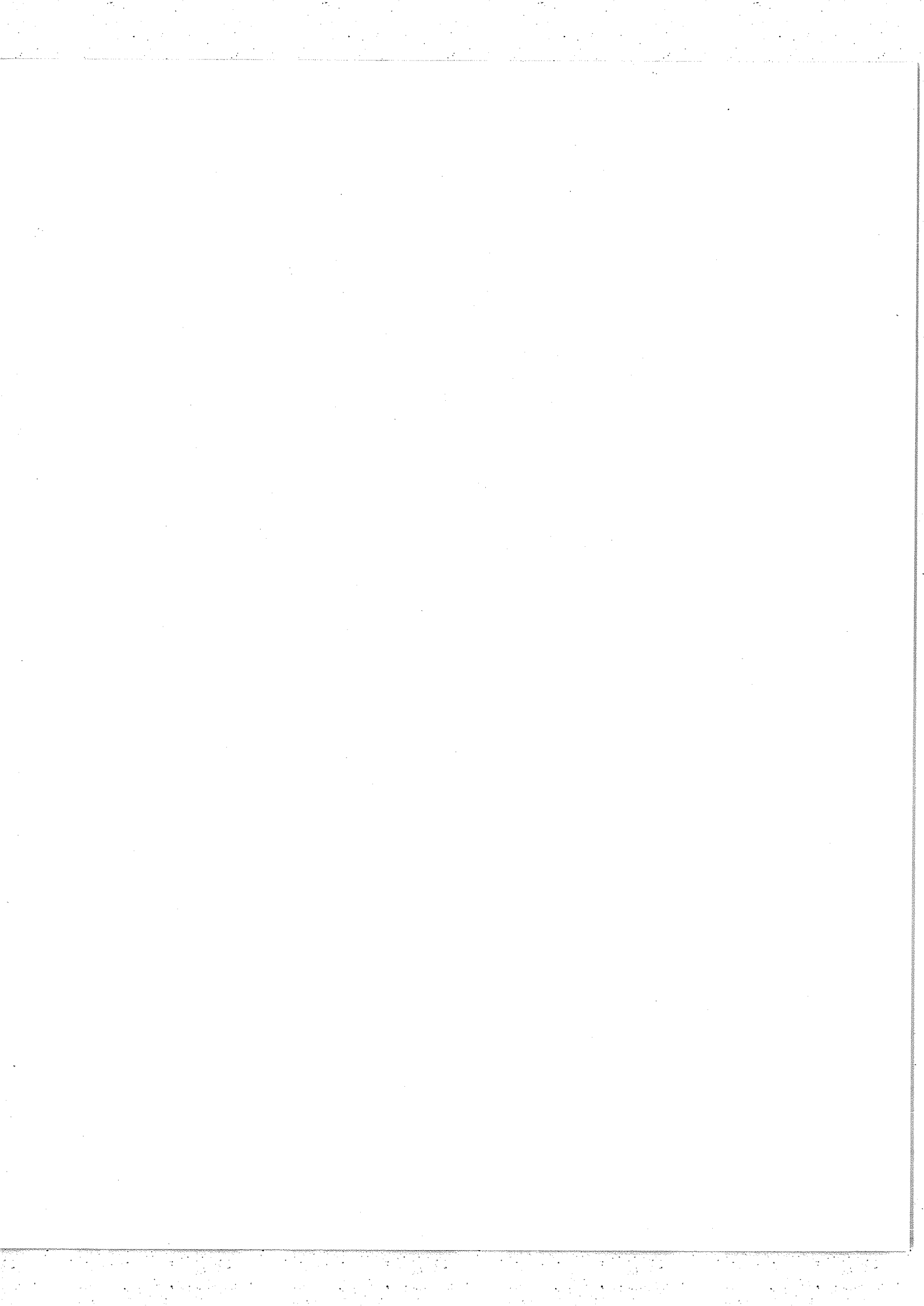
- BIBLIOGRAPHIE -

- [1] P.JACQUINOT - "XVIIème Congrès du G.A.M.S." PARIS - 1954
- [2] P.FELLGETT - Jour. Phys. Rad. 19, 237, (1958)
- [3] J.D.STRONG et G.VANASSE - Jour. Phys. Rad. 19, 192 (1958)
- [4] L.W. MERTZ - Jour. Phys. Rad. 19, 233 (1958)
- [5] J.CONNES - Rev. Opt. 40, p. 45-79, 116-140, 171-211 (1961)
- [6] M.V.R.K. MURTY - J. O. S. A. - 50, p.7 (1960)
- [7] M.V.R.K. MURTY - J. O. S. A. - 50, p.83 (1960)
- [8] E.R. PECK - J. O. S. A. 38, p.66 (1948)

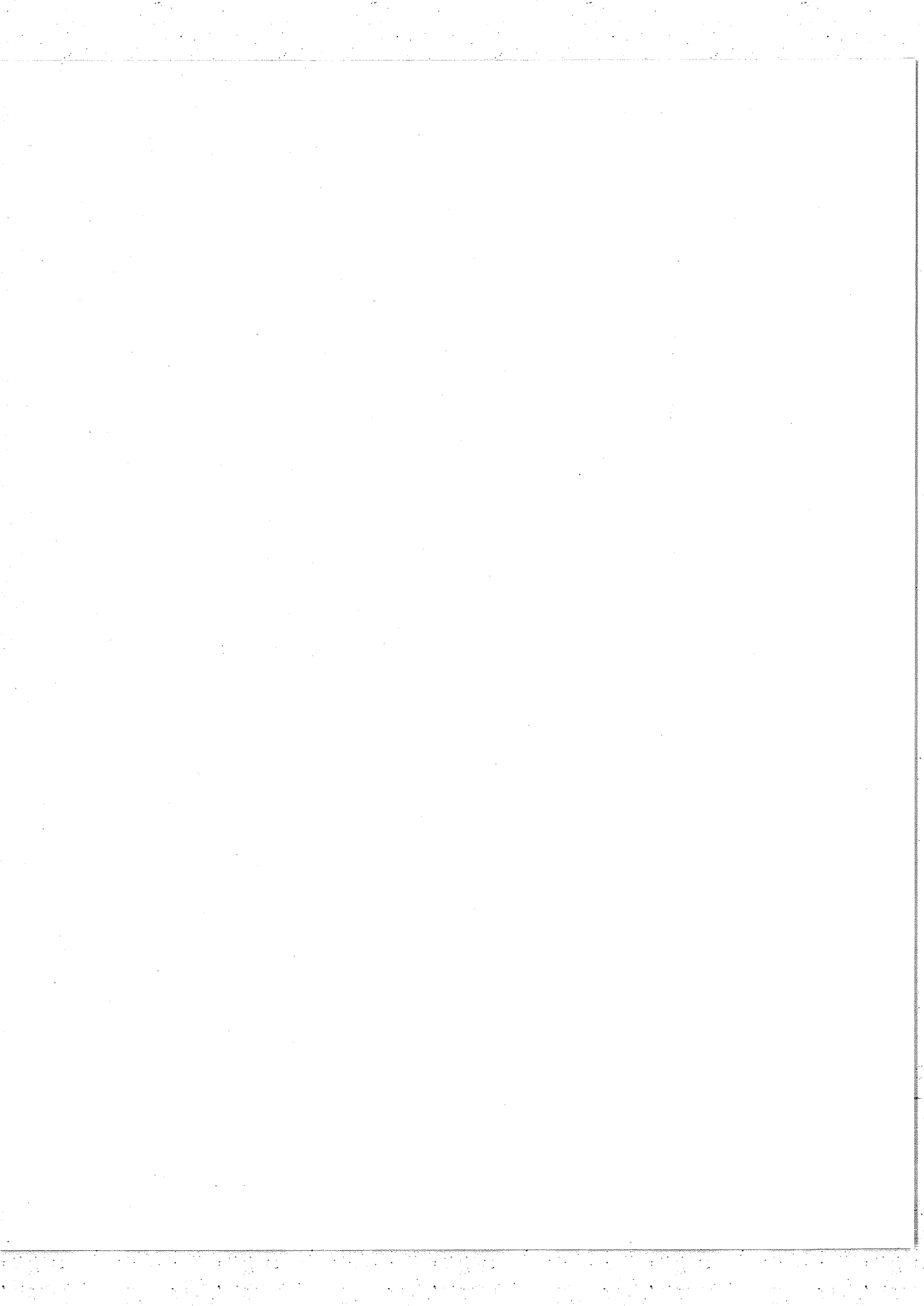


- BIBLIOGRAPHIE -

- [1] P.JACQUINOT - "XVIIème Congrès du G.A.M.S." PARIS - 1954
- [2] P.FELLGETT - Jour. Phys. Rad. 19, 237, (1958)
- [3] J.D.STRONG et G.VANASSE - Jour. Phys. Rad. 19, 192 (1958)
- [4] L.W. MERTZ - Jour. Phys. Rad. 19, 233 (1958)
- [5] J.CONNES - Rev. Opt. 40, p. 45-79, 116-140, 171-211 (1961)
- [6] M.V.R.K. MURTY - J. O. S. A. - 50, p.7 (1960)
- [7] M.V.R.K. MURTY - J. O. S. A. - 50, p.83 (1960)
- [8] E.R. PECK - J. O. S. A. 38, p.66 (1948)



Je ne saurais terminer ce mémoire sans exprimer ici ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur JACQUINOT qui a bien voulu m'accepter dans son laboratoire pour ce stage. Je tiens à remercier particulièrement Monsieur CONNES pour toute la sollicitude avec laquelle il a dirigé mon travail. Mes remerciements vont aussi à Monsieur PINARD dont les conseils et les suggestions m'ont été précieux, ainsi qu'à toute l'équipe de chercheurs et de techniciens du Laboratoire Aimé COTTON.



Je ne saurais terminer ce mémoire sans exprimer ici ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur JACQUINOT qui a bien voulu m'accepter dans son laboratoire pour ce stage. Je tiens à remercier particulièrement Monsieur CONNES pour toute la sollicitude avec laquelle il a dirigé mon travail. Mes remerciements vont aussi à Monsieur PINARD dont les conseils et les suggestions m'ont été précieux, ainsi qu'à toute l'équipe de chercheurs et de techniciens du Laboratoire Aimé COTTON.

