

FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

Nom du Candidat : CONNES

Prénom : Pierre

Date de la soutenance : 5 Mai 1958

Numéro d'ordre : Série A. 3364, N° 4436

1

CONNES (Pierre). — Principe et réalisation d'un nouveau type de spectromètre interférentiel. — Paris, Éditions de la Revue d'Optique, 1961, 106 p., 72 fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1958, Série A. 3364, N° 4436.

2

CONNES (Pierre). — Principe et réalisation d'un nouveau type de spectromètre interférentiel. — Paris, Éditions de la Revue d'Optique, 1961, 106 p., 72 fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1958, Série A. 3364, N° 4436.

3

CONNES (Pierre). — Principe et réalisation d'un nouveau type de spectromètre interférentiel. — Paris, Éditions de la Revue d'Optique, 1961, 106 p., 72 fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1958, Série A. 3364, N° 4436.

4

CONNES (Pierre). — Principe et réalisation d'un nouveau type de spectromètre interférentiel. — Paris, Éditions de la Revue d'Optique, 1961, 106 p., 72 fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1958, Série A. 3364, N° 4436.

SÉRIE A, N° 3364

N° D'ORDRE : 4436

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre CONNES

1^{re} THÈSE. — Principe et réalisation d'un nouveau type de spectromètre interférentiel.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 5 Mai 1958 devant la Commission d'examen.

MM. KASTLER	<i>Président</i>
JACQUINOT	} <i>Examineurs</i>
MARÉCHAL	
ROUARD	(invité)

Éditions de la *Revue d'Optique théorique et instrumentale*

3 et 5, boulevard Pasteur — 165, rue de Sèvres

PARIS (15^e)

1961

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen J. PÈRÈS

JULIA G.	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	FELDMANN T	Biologie (P. C. B.).
FOCH T		Mécanique physique et expérimentale.	GUINIER T	Physique des solides.
PAUTHENIER..... T		Electrotechnique générale.	JOST T	Physiologie comparée.
DE BROGLIE T		Théories physiques.	FORTEY T	Calcul des probabilités.
PRENANT T		Anatomie et histologie comparées.	SCHWARTZ..... T	Calcul différentiel et intégral.
GARNIER T		Géométrie supérieure.	CHOUARD..... T	Physiologie végétale.
PÈRÈS T		Mécanique des fluides et applications.	MALAYARD T	Aviation.
LAUGIER T		Physiologie générale.	BRELOT T	Calcul différentiel.
M. CURIE T		Physique (S. P. C. N.).	NORMANT T	Chimie organique.
BARRABÉ T		Géologie structurale et Géologie appliquée.	BENARD T	Chimie (P. C. B.).
DARMOIS G. T		Calcul des probabilités.	BUVAT T	Botanique (E. N. S.).
BOURCART J. T		Géographie physique et Géologie dynamique.	DUGUÉ T	Statistiques mathématiques.
PLANTEFOL T		Botanique.	GÉLOSO T	Chimie (S. P. C. N.).
GRASSÉ T		Evolution des êtres organisés.	SOULTRAC T	Psychophysiologie.
PRÉVOST T		Chimie organique.	ULRICH T	Physiologie végétale.
BOULIGAND T		Application de l'analyse à la géométrie.	MARÉCHAL T	Optique théor. et appliquée.
CHAUDRON T		Chimie appliquée.	KIRRMANN T	Théories chimiques.
WYART T		Minéralogie.	CHADEFAUD T	Botanique.
TEISSIER T		Zoologie.	DESTRIAU T	Physique (M. P. C.).
MANGENOT T		Biologie végétale.	M ^{lle} LE BRETON..... T	Physiologie générale.
AUGER P. T		Physique quantique et relativité.	SALEM T	Mathématiques générales.
MONNIER T		Physiologie générale.	LELONG T	Mathématiques générales.
PIVETEAU T		Paléontologie.	DEVILLERS T	Anat. et Histol. comparées.
ROCARD T		Physique (E. N. S.).	EHRESMANN T	Topologie algébrique.
CARTAN H. T		Mathématiques (E. N. S.).	FRANÇON T	Physique (S. P. C. N.).
LAFFITTE T		Chimie générale.	GLANGEAUD T	Géographie physique et Géologie dynamique.
FAVARD T		Géométrie supérieure.	GODEMENT T	Mathématiques (M. P. C.).
COULOMB T		Physique du Globe.	PRISOT T	Calcul des probabilités.
M ^{lle} COUSIN T		Biologie animale (S. P. C. N.).	ROCH T	Géologie.
CHRÉTIEN T		Chimie minérale.	SCHATZMANN T	Astrophysique.
DRACH P. T		Zoologie.	TERMIER T	Paléont. stratigraphique.
KASLER T		Physique.	ZAMANSKY T	Mathématiques générales.
EPHROSSI T		Génétique.	LENNUIER T	Physique (M. G. P.).
WURMSER T		Biologie physicochimique.	RIZET T	Génétique.
RIVIÈRE T		Géologie (S. P. C. N.).	ROUTHIER T	Géologie appliquée.
GAUTHERET T		Biologie végétale (P. C. B.).	M ^{me} TONNELAT..... T	Théories physiques.
LUCAS T		Recherches physiques.	DIXMIER T	Mathématiques (M. P. C.).
THOMAS A. T		Biologie cellulaire.	SOUCHAY T	Chimie générale.
ARNOLF T		Optique appliquée.	AIGRAIN T	Physique (P. C. B.).
MORAND M. T		Enseignement de Physique.	BRUSSET T	Chimie minérale.
SOLEILLET T		Physique.	LEVY M. T	Physique théorique.
FORTIER T		Mécanique expér. des fluides.	LENORMANT T	Physiologie.
DANJON T		Astronomie.	M ^{me} CHAIX T	Chimie biologique.
LAPORTE T		Physique générale et radio-activité.	M ^{me} HUREL-PY .. T	Biologie végétale (P. C. B.).
JANET T		Mécanique analytique et Mécanique céleste.	BRUN T	Chimie (P. C. B.).
PEIT T		Biologie maritime.		Mécanique expérimentale des fluides.
QUENEY T		Météorologie et dynamique atmosphérique.	LEDERER..... T	Chimie biologique.
GALLIEN T		Embryologie.	M ^{me} DUBRELL..... T	Mathématiques.
EICHHORN T		Biologie végétale (S.P.C.N.).	M ^{me} LELONG..... T	Mathématiques (E. N. S.).
DE CUGNAC..... T		Biologie végétale (S.P.C.N.).	BELLAIR..... T	Géologie (S. P. C. N.).
M ^{lle} CAUCHOIS .. T		Chimie physique.	COTTE T	Physique (M. P. C.).
THELLIER T		Physique du Globe.	DUBOIS J. E. T	Chimie (S. P. C. N.).
L'HÉRITIER..... T		Génétique.	LAMOTTE T	Zoologie (E. N. S.).
GRIVET T		Radioélectricité.	MICHEL T	Chimie (S. P. C. N.).
PONCIN T		Mécanique générale.	OLMER T	Energétique générale.
DUBREIL T		Arithmétique et théorie des nombres.	ROUAULT T	Physique générale.
QUELET T		Chimie organique.	GAUTHIER T	Mécanique appliquée.
CAGNIARD T		Géophysique appliquée.	BARCHEWITZ .. T	Chimie physique.
CHAMPETIER .. T		Chimie macromoléculaire.	BROSSEL T	Physique atomique.
CUVILLIER T		Micropaléontologie.	BUSER T	Biol. animale (P. C. B.).
JUNG T		Pétrographie.	CANUS T	Biol. vég. (P. C. B.).
TRILLAT T		Microscopie et diffraction électronique.	CASTAING..... T	Physique générale.
WIEMANN T		Chimie organ. et structurale.	CURIEN T	Minéralogie et cristallographie.
JACQUINOT T		Spectroscopie et physique céleste.	MOYSE T	Physiologie végétale.
VASSY T		Physique de l'atmosphère.	NOÏROT T	Evolution des êtres organisés.
DESTOUCHES .. T		Théories physiques.	PANNETIER T	Chimie (P. C. B.).
PRUVOST T		Géologie.	POSSOMPES T	Biologie animale (P. C. B.).
AMIEL T		Chimie générale (P. C. B.).	PULLMANN T	Chimie théorique.
HOCART T		Minéralogie.	TEILLAC..... T	Physique nucléaire et Radio-activité.
MATHIEU J.-P. .. T		Physique (P. C. B.).	TONNELAT T	Biologie physicochimique.
COUTEAUX..... T		Biologie animale (P. C. B.).	VILLE T	Econométrie.
MAY T		Biologie animale (P. C. B.).	WILLEMART T	Chimie (P. C. B.).
CHOQUET T		Calcul différentiel et intégral.	DODÉ T	Chimie.
			FREYMANN T	Physique (S. P. C. N.).
			GUINOCHEY T	Biologie végétale (Orsay).
			ROLLET T	Chimie (P. C. B.).
			M ^{lle} JOSIEN T	Chimie (P. C. B.).
			CHEVALLEY T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.
			DESNUELLE..... T	Chimie biologique.

Secrétaire Général C. MONIER.

A MES MAITRES

GEORGES SIMON

et

PIERRE JACQUINOT

PRINCIPE ET RÉALISATION D'UN NOUVEAU TYPE DE SPECTROMÈTRE INTERFÉRENTIEL

par Pierre CONNES

SOMMAIRE. — *La méthode dont le principe et les premières mises en œuvre sont décrites ici cherche à allier les qualités essentielles des deux principaux types de spectromètre utilisés jusqu'à présent : la simplicité de fonctionnement des spectromètres à fentes (à prismes ou à réseaux), qui permettent l'enregistrement direct d'une région spectrale étendue, et la grande luminosité des spectromètres interférentiels Fabry-Perot capables d'accepter à pouvoir de résolution égal un faisceau d'angle solide beaucoup plus grand que les appareils à fentes. Ce résultat est obtenu en remplaçant les miroirs d'un interféromètre de Michelson par des disperseurs (prismes ou réseaux) ; l'appareil ainsi réalisé est équivalent à un interféromètre de Michelson qui ne serait réglé que pour une seule longueur d'onde. En faisant varier la différence de marche entre les deux faisceaux on peut moduler un élément spectral unique dans un spectre complexe, dont la largeur est précisément égale à la limite de résolution théorique bien connue des disperseurs utilisés. L'appareil permet donc d'enregistrer un spectre directement (par rotation des disperseurs) avec leur pouvoir de résolution théorique ; mais on montre d'autre part que l'angle solide du faisceau admissible est du même ordre de grandeur qu'avec un interféromètre Fabry-Perot de même pouvoir de résolution. Lorsque les deux disperseurs sont des réseaux, l'angle solide est précisément le même qu'avec un Fabry-Perot ; avec d'autres combinaisons un peu plus complexes (prismes à vision directe ou réseaux précédés de prismes) il peut être beaucoup plus grand. Un dispositif voisin n'utilisant pas de lame séparatrice (intéressant dans l'infrarouge lointain) est réalisable.*

En raison de son principe même l'appareil est surtout utilisable dans l'infrarouge ; en effet, c'est un modulateur et non un monochromateur, de sorte que l'énergie des éléments spectraux voisins de celui qui est modulé à un instant donné parvient au récepteur. Sur les récepteurs infrarouges son effet est à peu près négligeable ; par contre elle conduirait à une augmentation du courant d'obscurité des récepteurs photoémissifs utilisables dans le visible et l'augmentation correspondante du bruit peut réduire ou même annuler le gain attendu.

La modulation est généralement obtenue par un mouvement de rotation en dents de scie de la lame compensatrice. L'emploi de la détection synchrone et celui des systèmes de mesure à double faisceau sont possibles.

Les tolérances optiques et mécaniques de l'interféromètre sont assez sévères ; il est nécessaire que la perfection des disperseurs par exemple approche de fort près la perfection théorique (défauts petits par rapport à la longueur d'onde). Il n'y a néanmoins pas de difficulté sérieuse à remplir ces conditions dans l'infrarouge.

Le premier appareil réalisé, un interféromètre à réseaux de petites dimensions, est décrit, ainsi que ses performances ; il a permis d'enregistrer des spectres d'émission et d'absorption, dans le visible et l'infrarouge, avec un pouvoir de résolution et un gain de luminosité pratiquement égaux aux valeurs prévues.

SUMMARY. — *The method, of which the principle and the first practical applications are described here, is designed to combine the inherent advantages of the two main types of spectrometers at present in use : the simplicity of operation of slit spectrometers (with prisms or gratings) which allow direct recording over a wide spectral range, and the high luminosity of Fabry-Perot interference spectrometers which, at equal resolving power, are capable of accepting light over a much greater solid angle than spectrometers with slits. This has been achieved by replacing the mirrors of a Michelson interferometer by reflecting surfaces which produce dispersion (prisms or gratings) ; the resulting instrument is effectively a Michelson interferometer which is in correct adjustment for only one wavelength. By altering the path diffe-*

rence between the two beams, it is possible to modulate, in a complex spectrum, a single spectral region, of which the width is exactly equal to the (well known) theoretical limit of resolution of the prisms or gratings which are used. Consequently, by turning the prisms, or gratings, the instrument can be used for the direct recording of a spectrum, with the full theoretical resolving power of the prisms or gratings used; and at the same time, the solid angle of the beam can be shown to be comparable with that of a Fabry-Perot interferometer with the same resolving power. If the reflectors giving the dispersion are gratings, the solid angle is exactly equal to that of a Fabry-Perot interferometer; but with other reflectors, rather more complex (direct vision prisms or gratings combined with prisms), it can be much greater. A similar device, differing in that it does not require any beam dividing plate (an important advantage in the far infrared) can be realised.

By reason of the principle on which it operates, the instrument is most useful in the infrared; it is, in fact, a modulator and not a monochromator, since at any given moment, energy in spectral regions close to the modulated spectral region also reaches the detector. Its effect on infrared detectors is almost negligible; but it would lead to an increase in null current with photoelectric detectors which can be used in the visible, and the corresponding increase in the noise could reduce or even cancel the gain in luminosity.

The modulation is usually effected by a saw-tooth rotation of the compensating plate. The use of synchronous detection and double beam measuring systems is possible.

The optical and the mechanical tolerances of the interferometer are very narrow; for example, it is necessary for the quality of the dispersing reflectors to approach the theoretically perfect (errors small compared with the wavelength). Nevertheless, there is no serious difficulty in satisfying these conditions in the infrared.

The first instrument constructed, an interferometer with gratings of small dimensions, is described, and an account is given of its performance; it allowed the recording of emission and absorption spectra in the visible and in the infrared, with a resolution and an increase in luminosity practically equal to those calculated.

I. Introduction

Le but de la spectroscopie instrumentale est le traitement du rayonnement étudié pour en extraire le plus possible d'informations dans un temps nécessairement limité. La qualité et la quantité de ces informations dépendent naturellement du problème traité; on cherche tantôt à différencier des fréquences spectrales aussi voisines que possible, c'est-à-dire atteindre de grands *pouvoirs de résolution*, tantôt à explorer un domaine spectral très étendu, donc à mesurer l'intensité d'un grand nombre d'éléments spectraux. Dans tous les cas le rapport signal/bruit joue un rôle fondamental en limitant la précision de la mesure.

En réalité ces exigences sont liées et il n'est pas possible (sans changer de *méthode*) de gagner sur l'un de ces facteurs sans perdre sur les autres ou augmenter le temps de la mesure. Le lien a été exprimé d'une façon commode par P. Jacquinet [42]: lorsque varie la luminance B de la source, le pouvoir de résolution \mathcal{R} , le nombre d'éléments spectraux étudiés M et la durée totale de la mesure T , la quantité $W = \mathcal{R}M/TB^\alpha$ reste invariante si l'on cherche à conserver le même rapport signal/bruit; α est un exposant qui prend la valeur 1 lorsque le bruit est causé par le rayonnement lui-même (bruit de photons) et la valeur 2 si le bruit est dû au récepteur. W peut être appelé « facteur de mérite » d'une méthode spectroscopique; sa considération permet de comparer les différentes méthodes entre elles. Son amélioration représente un progrès qui peut être exploité de quatre façons différentes: accroissement de \mathcal{R} ou M , réduction de T ou B .

Pour comprendre dans quelle voie une amélioration peut être recherchée il est nécessaire de rappeler que les disperseurs (prismes, puis réseaux), instruments

traditionnels de la spectroscopie, d'abord utilisés visuellement, ont ensuite été associés dans les *spectrographes* à la plaque photographique (ou plus généralement à des *détecteurs d'image*), qui présentent l'avantage de pouvoir intégrer l'énergie lumineuse reçue pendant un temps quelconque. Le manque de linéarité et de reproductibilité de la plaque photographique (et en outre sa sensibilité limitée aux radiations de longueur d'onde inférieure à $1,3 \mu$ environ) fait maintenant préférer dans un grand nombre de cas au spectrographe le *spectromètre*, dans lequel le spectre est exploré, élément par élément, au moyen d'une cellule photoémissive ou photoconductrice, ou d'un détecteur thermique ; on obtient ainsi directement un enregistrement du spectre. A condition d'utiliser une électronique convenable on conserve la possibilité d'intégrer le signal lumineux sur un intervalle de temps quelconque. Dans le domaine où la plaque photographique est utilisable on bénéficie du meilleur rendement quantique, de la linéarité et de la reproductibilité des détecteurs photoélectriques ; là où elle ne l'est plus, aucun autre procédé n'est possible.

Nous pouvons maintenant indiquer les deux voies principales selon lesquelles des progrès importants peuvent être recherchés.

1. Les spectromètres et spectrographes classiques, dont la conception n'a subi aucune modification essentielle depuis leur origine, nécessitent l'emploi de *fentes* plus ou moins fines pour réaliser la séparation des radiations. En conséquence l'*étendue* du faisceau qu'ils sont capables d'admettre est toujours faible et, dans la grande majorité des cas, une énorme proportion de l'énergie émise par la source dans les différentes directions de l'espace ne peut être utilisée. Ceci est d'autant plus vrai que le pouvoir de résolution cherché est plus élevé : on peut montrer que pour un spectromètre donné le produit *étendue* \times *résolution* est constant [3].

Un premier procédé consiste donc à construire des appareils acceptant, à résolution donnée, une *étendue* plus grande. Plusieurs méthodes ont été proposées. Mentionnons, sans insister, deux d'entre elles qui sont intéressantes mais ne permettent que des gains assez limités : le double (ou multiple) passage des faisceaux sur un même disperser, décrit pour la première fois par A. Couder [43], a été systématiquement utilisé par A. Walsh [44] dans l'infrarouge ; son emploi est maintenant assez fréquent dans cette région du spectre. Le dispositif à fentes multiples de M. J. E. Golay [45] promet des gains plus importants mais ne s'est pas répandu, en raison vraisemblablement de la complexité de l'appareillage nécessaire.

La généralisation de l'emploi de l'interféromètre Fabry-Perot offre certainement de plus grandes possibilités. Cet instrument, longtemps réservé aux problèmes à résolution très élevée par photographie, connaît un grand développement depuis qu'il est utilisable avec les récepteurs photoélectriques. Le principe du spectromètre Fabry-Perot enregistreur a été décrit et le premier appareil construit à Bellevue par P. Jacquinot & C. Dufour [1] en 1948 ; des équipements analogues ont été depuis réalisés dans un grand nombre de laboratoires. Après avoir été d'abord employé pour les très hautes résolutions son développement passe actuellement par une deuxième phase : P. Jacquinot a montré [2] qu'un

spectromètre dont l'élément dispersif est un étalon Fabry-Perot est capable d'accepter, à résolution égale, un faisceau beaucoup plus étendu (de l'ordre de 100 fois) qu'un spectromètre muni d'un réseau de même surface. L'emploi de l'étalon Fabry-Perot est donc très intéressant même pour des problèmes à basse résolution. Mais il présente des difficultés sérieuses, en raison de la faiblesse de l'intervalle spectral libre lorsque la densité du spectre étudié est grande (donc en particulier dans les problèmes d'absorption, les plus nombreux en infrarouge).

Ces difficultés ne sont éliminées que par la réalisation d'un spectromètre Fabry-Perot « intégral », constitué par l'association d'un monochromateur à réseau et de plusieurs étalons Fabry-Perot (deux en général) placés en série, dont les bandes passantes doivent coïncider et se déplacer en synchronisme. Le problème a été complètement étudié à Bellevue par R. Chabbal [9], qui a construit plusieurs spectromètres de ce type, pour le visible et l'infrarouge proche. Un autre, destiné à l'infrarouge moyen, a été réalisé par R. Greenler [46] à Johns Hopkins University.

Le problème est donc résolu. On peut néanmoins reprocher au spectromètre Fabry-Perot intégral son assez grande complexité et une transparence plus faible que celle d'un spectromètre à fentes ce qui réduit un peu le gain que l'on en peut attendre.

2. Les spectromètres présentent, lorsqu'on les compare aux spectrographes, une grave infériorité : les M éléments spectraux sont analysés *successivement* et le temps d'intégration est pour chaque élément spectral seulement T/M ; à un instant donné l'énergie de tous les éléments spectraux *sauf un* est perdue. Le spectromètre utilise donc très mal l'énergie de la source *dans le temps*.

Une solution a été imaginée indépendamment par P. Fellgett à Cambridge [47] et P. Jacquinot [55] à Bellevue (à partir de considérations assez différentes). Bien que, dans une certaine mesure, elle s'apparente à la méthode de Michelson [48] d'analyse spectrale par étude de la visibilité des franges données par un interféromètre à deux ondes, elle exige des spectroscopistes une rupture complète avec leurs habitudes. Elle permet, de même que l'emploi des détecteurs d'image, de recevoir l'énergie de tous les éléments spectraux simultanément ; le temps d'intégration est donc égal à la durée totale T de l'analyse, ce qui équivaut à un gain de rapidité de M fois.

Ce résultat est obtenu de la façon la plus commode par un procédé interférentiel : le rayonnement étudié est modulé par traversée d'un interféromètre à deux ondes dont la différence de marche varie linéairement en fonction du temps à une vitesse v ; à chaque fréquence lumineuse ν correspond ainsi une fréquence du signal électrique proportionnelle, $N = (v/c)\nu$, démultipliée dans le rapport v/c . Le signal est enregistré et donne un *interférogramme* qui, soumis à une analyse harmonique (c'est-à-dire subissant une transformation de Fourier), permet de reconstituer le spectre cherché. La méthode a été baptisée « spectrométrie multiplex » par P. Fellgett afin de marquer l'analogie avec les techniques employées pour la transmission des informations.

Cette méthode paraît surtout intéressante dans l'infrarouge, région où les fluc-

tuations perturbant les mesures ont leur origine dans le récepteur lui-même et non dans le rayonnement étudié, c'est-à-dire où le bruit de photons est négligeable vis-à-vis du bruit de récepteur. En effet dans le visible sont utilisables les cellules photoémissives dont le courant d'obscurité, donc le bruit en l'absence de rayonnement, peuvent être pratiquement annulés (par refroidissement de la cellule par exemple). Le fait de recevoir l'énergie de tous les éléments spectraux simultanément augmente dans ce cas le bruit d'une façon d'autant plus considérable que le spectre étudié est plus dense ; on montre que si le spectre est continu et uniforme le gain est réduit à la valeur 1.

Mais la méthode présente un avantage secondaire (bien que très important) : elle permet l'emploi de l'interféromètre de Michelson qui est capable d'admettre, à résolution égale, la même étendue qu'un étalon de Fabry-Perot (ou même une étendue beaucoup plus grande s'il est muni de systèmes afocaux sur les deux faisceaux, suivant un procédé que nous avons décrit [49]). Cet avantage subsiste naturellement dans le visible.

Cette méthode est donc *extrêmement puissante*. Elle a déjà permis d'obtenir des résultats intéressants dans l'infrarouge proche [33], l'infrarouge lointain et le domaine des ondes millimétriques [19, 21]. Mais elle n'est actuellement utilisable que pour des problèmes n'exigeant que des pouvoirs de résolution très faibles ($\mathcal{R} < 10^3$) en raison d'une part de la difficulté d'obtenir un mouvement de translation assez régulier, d'autre part de la complexité, du prix et de la durée du calcul d'une transformée de Fourier à très haute résolution.

3. La méthode nouvelle ⁽¹⁾ que nous allons décrire ici se rattache au *premier* groupe, c'est-à-dire qu'elle tend à augmenter l'énergie disponible par accroissement de l'étendue utilisable et, en même temps, permet l'enregistrement direct d'un spectre comme avec un spectromètre classique ; elle ne présente donc ni l'avantage principal de la méthode multiplex, ni les servitudes attachées à la nécessité de faire la transformation de Fourier à posteriori. Nous allons en donner ici le principe et les principales propriétés.

On peut comprendre la raison profonde de la supériorité d'étendue des interféromètres (Fabry-Perot ou Michelson) par rapport aux spectromètres à fentes en comparant le mode de production des interférences dans ces deux types d'appareils.

Les rayons lumineux ayant traversé un disperser en différents points sont amenés à interférer après traversée de l'objectif de sortie du spectromètre, pour former la figure de diffraction à l'infini bien connue que la fente de sortie devra isoler. Cette disposition dans laquelle différents rayons issus de la source interfèrent entre eux, est inévitablement accompagnée d'une variation de la différence de marche entre rayons interférents qui est du *premier ordre* par rapport à un paramètre fixant l'orientation du rayon dans le plan de la dispersion ; pour que le pouvoir de résolution réel soit voisin de la valeur théorique il est nécessaire que la variation maximum Δ de cette différence de marche soit, pour les

⁽¹⁾ Cette méthode a déjà fait l'objet de deux publications [50, 51] qui en décrivent sommairement le principe et les premières applications.

rayons admis, petite par rapport à λ , c'est-à-dire que la *largeur* des fentes soit inférieure à celle de la tache centrale de la figure de diffraction. Par contre il n'y a pas de variation selon une direction perpendiculaire et la *hauteur* des fentes n'est pas limitée, tout au moins par des considérations fondamentales.

Avec les interféromètres de Michelson et de Fabry-Perot au contraire les interférences ont lieu entre rayons *issus d'un même rayon* qui s'est dédoublé sur une lame semi-transparente. Avec un tel système, qui permet d'obtenir des franges localisées, la variation de la différence de marche n'est plus que du *second ordre* en fonction de la direction du rayon. Comme la condition qui doit être satisfaite est encore $\Delta \leq \lambda$, on voit que l'angle solide Ω sous-tendu par le diaphragme isolant une frange peut être beaucoup plus grand que celui de la fente du spectromètre.

Cette propriété est commune non seulement aux interféromètres à lame semi-transparente, mais encore à tous ceux qui effectuent un dédoublement des rayons (ou dédoublement de luminance) par un moyen quelconque (par exemple au moyen de dispositifs biréfringents), par opposition aux précédents dans lesquels le partage de l'énergie se fait dans l'espace. Cette question a été traitée plus complètement par P. Jacquinot [42] qui en a donné une démonstration.

Il n'est donc pas tout à fait exact de dire, comme on le fait assez souvent, que la supériorité d'étendue des interféromètres sur les spectromètres à fentes vient de ce qu'ils possèdent la symétrie de révolution. D'une part on peut imaginer des dispositifs à symétrie de révolution (dispositifs à isolement focal munis de lentilles, comme celui de Rubens et Wood, ou de réseaux zonés [52]) qui ne possèdent aucune supériorité d'étendue sur les spectromètres à fentes ; d'autre part celui que nous allons décrire ici, qui utilise une lame semi-transparente, a des propriétés analogues à celles des interféromètres de Michelson et de Fabry-Perot, tout en ne possédant pas, en général, la symétrie de révolution.

Nous avons cherché à imaginer une méthode spectroscopique alliant la simplicité d'emploi des spectromètres à fentes à la grande étendue utilisable avec les interféromètres. Un tel résultat peut être atteint si, tout en conservant un disperser pour différencier les radiations de longueurs d'onde différentes, on abandonne l'usage de fentes pour séparer les faisceaux dispersés et si, sans chercher à les *isoler*, on se contente de les *marquer* de façon reconnaissable, par exemple en les modulant sélectivement, ce qui peut être obtenu de façon simple par un procédé interférentiel.

Le principe de la méthode est le suivant : deux dispersers identiques remplacent les deux miroirs d'un interféromètre de Michelson. Pour une certaine radiation, telle que les rayons soient renvoyés sur eux-mêmes par les deux dispersers, les propriétés de l'appareil sont identiques à celles d'un interféromètre de Michelson dont les miroirs sont réglés de façon à former une lame à faces parallèles virtuelle. On peut donc dire qu'il est équivalent à un interféromètre de Michelson qui ne serait réglé que pour une seule radiation. Une variation de la différence de marche, linéaire en fonction du temps, de vitesse v , se traduit par une modulation à 100 % du flux transmis, dont la fréquence est encore $N = (v/c)v$, mais seulement pour la radiation sur laquelle l'interféromètre est réglé ; pour toutes les autres la profondeur de modulation est négligeable. En faisant

tourner les disperseurs les différentes radiations sont modulées *sélectivement et successivement* ; à condition d'utiliser seulement la composante alternative du flux lumineux issu de l'interféromètre on peut réaliser un enregistrement du spectre comme avec un spectromètre à fentes. Nous avons baptisé cet appareil « spectromètre interférentiel à sélection par l'amplitude de modulation (s.i.s.a.m.) » ⁽²⁾.

Il est facile de montrer qu'avec cette disposition, moyennant quelques précautions, le pouvoir de résolution est précisément le pouvoir de résolution théorique classique du disperser. L'intérêt de la méthode vient de ce que les considérations qui fixent l'*angle solide* du faisceau utilisable sont les mêmes qu'avec un interféromètre de Michelson ou de Fabry-Perot, la variation de la différence de marche entre rayons interférents se faisant suivant des lois analogues ; il n'est donc pas nécessaire d'utiliser des *fentes*. Dans le cas le plus simple (celui où les disperseurs sont des réseaux), l'angle solide est précisément le même qu'avec un interféromètre de Fabry-Perot ; dans d'autres cas il peut être beaucoup plus grand. D'autre part la proportionnalité de la fréquence de modulation à la fréquence lumineuse (qui est ici d'importance secondaire) permet une séparation commode des différents ordres d'un réseau par simple filtrage électrique.

De même que la méthode par transformation de Fourier, et pour les mêmes raisons, le s.i.s.a.m. est intéressant surtout (mais non exclusivement) dans l'infrarouge. En effet, les radiations voisines de celle qui est modulée à un instant donné, parviennent au récepteur et contribuent à accroître le bruit dans le cas où ce récepteur est une cellule photoémissive sans courant d'obscurité. Avec les récepteurs pour l'infrarouge au contraire aucun accroissement du bruit ne se produit.

On peut remarquer que le s.i.s.a.m. ne permet pas de dépasser le pouvoir de résolution théorique du disperser utilisé ; le gain par rapport au spectromètre classique porte seulement sur l'énergie utilisable. Un tel gain est néanmoins toujours de la plus grande importance. On ignore trop souvent, en effet, à quel point la valeur adoptée pour le pouvoir de résolution théorique est conventionnelle. Des méthodes ont été décrites par lesquelles le pouvoir séparateur d'une pupille peut être accru de façon théoriquement infinie [53] ; elles pourraient en principe être appliquées en spectroscopie pour augmenter le pouvoir de résolution d'un disperser, mais elles causent une perte de lumière considérable (très supérieure au gain de résolution). D'un autre côté la mesure de composantes non résolues se traduisant simplement par une légère déformation dans le profil enregistré est une opération courante en spectroscopie ; elle n'est cependant possible que dans la mesure où ce profil est bien défini, c'est-à-dire affecté d'un faible bruit. Or celui-ci est directement lié à l'*énergie lumineuse reçue* qui joue, ainsi que pour la méthode précédente, un rôle *fondamental* et impose la *seule limitation véritable* au pouvoir de résolution accessible. Le pouvoir de résolution dit théorique, que nous désignerons par \mathcal{R}_0 , ne présente de signification qu'au point de vue de la *commodité*

⁽²⁾ On pourrait appeler, par analogie, la méthode par transformation de Fourier : spectro-métrie interférentielle à sélection par la fréquence de modulation.

Le principe de la sélection interférentielle par l'amplitude de modulation est d'ailleurs plus général que les dispositifs décrits ici (qui dérivent tous de l'interféromètre de Michelson). On peut lui rattacher un système imaginé par R. Guilino [56] qui utilise un étalon F. P. et aussi des dispositifs à polarisation comme, par exemple, ceux de B. Lyot [57].

de l'extraction des informations contenues dans l'enregistrement ; si l'on se contente d'étudier des raies dont l'écart est grand par rapport à la limite de résolution théorique correspondant à \mathcal{R}_0 , une simple inspection de l'enregistrement donne habituellement les informations cherchées. Par contre si l'on veut aller nettement au delà de \mathcal{R}_0 il faudra soumettre l'enregistrement à des traitements compliqués qui, s'ils sont correctement appliqués, feront *toujours* apparaître la limitation fondamentale imposée par l'énergie totale (ou le nombre de photons reçus) au cours de l'expérience.

L'emploi du s.i.s.a.m., qui augmente cette énergie de façon considérable, représente donc toujours un gain fondamental ; mais l'exploitation de ce gain dans le sens d'un accroissement de la résolution ne sera facile et immédiate que dans le cas où un manque d'énergie empêche d'atteindre le pouvoir de résolution théorique des spectromètres classiques, c'est-à-dire où la résolution est limitée par l'énergie de façon évidente et non cachée. Ceci est le cas dans quelques problèmes de spectrométrie du visible à faible luminosité (spectres Raman par exemple) et dans la majorité des problèmes de l'infrarouge.

Le plan de notre étude, consacrée à la théorie du s.i.s.a.m. et à la description des premiers résultats obtenus, est simple. Dans le chapitre II, après un rappel des propriétés fondamentales des spectromètres à fentes et des interféromètres à lames semi-transparentes, nous décrirons la constitution et le mode de fonctionnement d'un s.i.s.a.m. dans le cas le plus général, c'est-à-dire sans préciser le type de disperseur utilisé. Par un raisonnement général nous établirons la forme de la fonction d'appareil et la valeur du pouvoir de résolution du système, successivement dans le cas simple où il ne reçoit qu'un faisceau parallèle, puis dans le cas réel d'un faisceau d'étendue finie. Les résultats obtenus permettront alors une comparaison au spectromètre classique et une évaluation du gain dû à l'emploi du s.i.s.a.m.

Dans le chapitre III les différents types de disperseurs seront étudiés. Après avoir traité les cas simples des réseaux et des prismes nous envisagerons des combinaisons particulières de prismes et de réseaux, spécialement conçues pour permettre l'augmentation de l'angle solide utilisable.

Le chapitre IV sera consacré aux questions concernant l'adaptation du s.i.s.a.m. aux récepteurs. Nous étudierons successivement les cas de l'infrarouge et du visible, en nous efforçant de prévoir quel gain pourra être pratiquement retiré de l'emploi du s.i.s.a.m.

Dans le chapitre V seront étudiées les questions relatives à la production et à l'analyse du signal modulé ; l'emploi de la détection synchrone et des systèmes d'enregistrement à double faisceau sera envisagé.

Le chapitre VI traitera les perturbations apportées par les différents défauts de réalisation optiques et mécaniques au fonctionnement du s.i.s.a.m. L'importante question des « ghosts » des réseaux sera particulièrement étudiée.

Enfin le chapitre VII exposera les réalisations et les résultats expérimentaux. L'interféromètre à réseaux, seul complètement essayé jusqu'ici, sera décrit en détails et plusieurs exemples d'enregistrements obtenus présentés. Quelques vérifications effectuées avec d'autres types de disperseurs seront ensuite exposées.

II. Comparaison des deux modes d'emploi des disperseurs : spectromètre classique et s.i.s.a.m.

Nous commencerons par rappeler les propriétés essentielles du spectromètre classique à fentes ; le sujet étant lui-même classique, nous nous contenterons de poser le problème et de donner les résultats en nous limitant strictement aux détails dont la connaissance est utile pour la comparaison au s.i.s.a.m. Nous utiliserons essentiellement les travaux de P. Jacquinet & C. Dufour [1] et de P. Jacquinet [2,3] auxquels il serait nécessaire de se reporter pour une étude plus complète. Nous rappellerons ensuite très brièvement les propriétés essentielles des interféromètres de Michelson et de Fabry-Perot en tant que spectromètres, car ils présentent avec le s.i.s.a.m. d'importantes analogies.

1. **Spectromètre classique à fentes.** — 1. *Description et fonctionnement.* — Nous envisageons uniquement l'emploi du montage de Littrow, qui est directement comparable au s.i.s.a.m. Le montage utilise un disperser D (réseau par réflexion, prisme ou combinaison de prismes, associé à un miroir plan) et un objectif L_1 (qui peut être un miroir convergent) deux fois traversé par la lumière. La figure 1 sépare, pour plus de clarté, les deux trajets des rayons et représente l'objectif dédoublé en L_1 et L_2 .

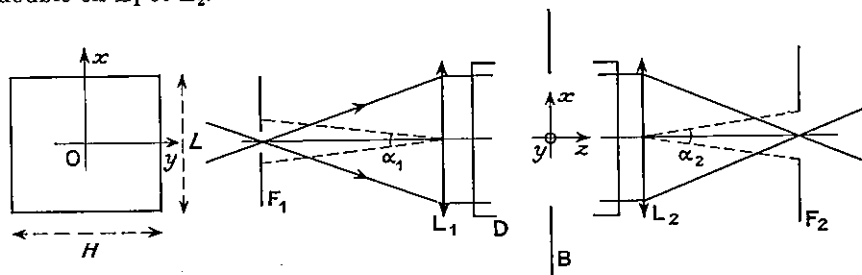


FIG. 1. — Spectromètre classique à fentes.

L'étendue du faisceau utilisé est déterminée par une fente d'entrée F_1 et par le contour, généralement rectangulaire du disperser. Nous supposons qu'un diaphragme rectangulaire B est placé au voisinage du disperser, normalement au faisceau incident moyen, dans un plan xOy . Ses dimensions sont H selon Oy (longueur des traits du réseau ou de l'arête du prisme) et L selon Ox (dans le plan de la dispersion) et nous supposons également qu'un écran absorbant, dont la loi de transmission pour l'intensité lumineuse est $f^2(x)$, est placé dans ce plan. L'emploi d'un tel écran, capable d'apodiser [4 à 6] la figure de diffraction de la pupille (L, H), n'est pas courant en spectroscopie ; mais nous verrons que la comparaison au s.i.s.a.m. rend sa considération nécessaire. Nous supposons toujours que $f(x)$ est paire. Une fente de sortie F_2 isole une portion du spectre constitué par l'ensemble des images monochromatiques de F_1 , qui est observable dans le plan focal de L_2 . Nous étudierons seulement le cas où les dimensions *angulaires* des fentes sont égales ; α (largeur) et β (longueur) seront les dimensions angulaires selon Ox et Oy . Le flux lumineux transmis par F_2 est reçu par un détecteur de rayonne-

ment qui donne naissance à un signal électrique, que l'on enregistre en fonction d'une rotation de D . La fonction ainsi enregistrée reproduit, avec des déformations, le spectre étudié. Ces déformations sont de deux sortes :

a) des altérations caractéristiques du spectromètre. Elles peuvent toujours être prévues si l'on connaît la « fonction d'appareil » de celui-ci, fonction enregistrée dans le cas où le spectre se réduit à une raie unique de largeur négligeable. Elles sont d'autant plus réduites que le pouvoir de résolution instrumental \mathcal{R} est plus élevé ; ce pouvoir de résolution constitue la première qualité fondamentale du spectromètre ;

b) des fluctuations aléatoires (ou « bruit ») qui dépendent naturellement de l'intensité du spectre étudié et des propriétés du détecteur. Elles sont d'autant plus réduites que le flux lumineux reçu par celui-ci sera plus grand, donc que le spectromètre sera capable d'accepter un faisceau de plus grande étendue. Cela conduit à introduire la deuxième qualité fondamentale du spectromètre, sa luminosité \mathcal{L} . Pour un instrument donné, \mathcal{R} et \mathcal{L} varient toujours en sens inverses et la reproduction la plus fidèle du spectre sera obtenue en cherchant un compromis.

Nous allons établir les relations liant \mathcal{R} et \mathcal{L} dans un spectromètre classique. Commençons par définir la fonction d'appareil. Soit σ_1 le nombre d'ondes de la radiation telle que le centre de l'image de F_1 coïncide avec celui de F_2 (nous dirons que l'appareil est réglé sur σ_1) et σ celui de la raie parfaitement monochromatique reçue ; σ sera toujours supposé voisin de σ_1 .

La fonction d'appareil sera le rapport

$$(II.1) \quad H(\sigma - \sigma_1) = \frac{\Phi(\sigma)}{\Phi(\sigma_1)}$$

du flux reçu par le détecteur du fait de la radiation σ , à celui qui est reçu lorsque $\sigma = \sigma_1$. La fonction sans dimensions $H(\sigma - \sigma_1)$ passe évidemment par un maximum égal à 1 lorsque $\sigma = \sigma_1$; sa forme dépendra du disperseur et des conditions d'utilisation. On peut considérer deux fonctions d'appareil : une fonction théorique et une fonction réelle.

2. *Fonction d'appareil et résolution théoriques.* — Cette fonction $H_0(\sigma - \sigma_1)$ est caractéristique du disperseur. Elle reproduit simplement, avec d'autres variables, la fonction de l'intensité lumineuse diffractée par une pupille rectangulaire (H, L) recouverte d'un écran absorbant $f^2(x)$, qui s'obtient en sommant les vibrations lumineuses diffractées par les différents éléments dx , puis en élevant au carré le résultat obtenu.

Dans le cas simple où $f(x) \equiv 1$ (pas d'écran absorbant) on obtient

$$(II.2) \quad H_0(\sigma - \sigma_1) = \left[\frac{\sin \pi \mathcal{D}L(\sigma - \sigma_1)}{\pi \mathcal{D}L(\sigma - \sigma_1)} \right]^2,$$

en posant

$$(II.3) \quad \mathcal{D} = \sigma \frac{d\alpha}{d\sigma}$$

grandeur numérique, proportionnelle à la dispersion, caractéristique de la nature du disperseur et indépendante de ses dimensions linéaires. On voit que $H_0(\sigma - \sigma_1)$ s'annule pour la première fois pour $\sigma - \sigma_1 = 1/L\mathcal{D}$. D'après le critère de Lord



FIG. 2. — Fonction d'appareil théorique du spectromètre à fentes.

Rayleigh c'est la distance minimum de deux raies résolues. Nous appellerons donc

$$(II.4) \quad \delta\sigma_0 = 1/L\mathcal{D}$$

la limite de résolution théorique du disperseur (sans apodiseur). Le pouvoir de résolution théorique correspondant, par définition $\mathcal{R}_0 = \sigma/\delta\sigma_0$, vaut donc ⁽³⁾

$$(II.5) \quad \mathcal{R}_0 = \frac{L}{\lambda} \mathcal{D}.$$

Il est commode de définir une variable réduite

$$(II.6) \quad \sigma' = \frac{\sigma - \sigma_1}{\delta\sigma_0}$$

que nous utiliserons désormais [même lorsque $f(x) \neq 1$].

En posant de même

$$(II.7) \quad x' = \frac{x}{L/2},$$

$$(II.8) \quad f(x) = f(Lx'/2) = F(x')$$

et en désignant par

$$(II.9) \quad \bar{F}^2 = \left[\int_0^1 F(x') dx' \right]^2$$

la transparence moyenne de l'apodiseur, la fonction d'appareil prend la forme générale $H_0(\sigma') = G^2(\sigma')$ avec

$$(II.10) \quad G(\sigma') = \frac{1}{\bar{F}} \int_0^1 F(x') \cos \pi\sigma'x' dx'.$$

La fonction d'appareil théorique est donc proportionnelle au carré de la transformée de Fourier de la répartition de la vibration lumineuse sur le disperseur.

Avec les variables réduites l'expression (II.2) s'écrit maintenant

$$(II.11) \quad H_0(\sigma') = \left(\frac{\sin \pi\sigma'}{\pi\sigma'} \right)^2.$$

⁽³⁾ On sait qu'il peut également se mettre sous la forme générale $\mathcal{R} = d\delta/d\lambda$, δ étant la différence de marche entre les rayons extrêmes utilisés.

La figure 2 représente, dans ce cas particulier, la fonction $F(x')$ et le carré de sa transformée.

Remarque. — On emploie souvent aujourd'hui, surtout dans l'infrarouge, les disperseurs en double passage. La dispersion et la résolution théorique sont alors doublées et les expressions (II.10) et (II.14) deviennent

$$(II.12) \quad G(\sigma') = \frac{1}{F} \int_0^1 F(x') \cos 2\pi\sigma'x' dx' \quad \text{et} \quad H_0(\sigma') = \left[\frac{\sin 2\pi\sigma'}{2\pi\sigma'} \right]^2.$$

3. *Fonction d'appareil réelle.* — Dans les conditions pratiquement réalisables, c'est-à-dire avec des fentes de largeur finie, on obtient toujours une fonction $H(\sigma')$ différente. Celle que nous allons calculer n'est, à dire vrai, guère moins théorique que $H_0(\sigma')$, ne tenant pas compte d'effets tels que les aberrations, les imperfections des surfaces optiques et celles des fentes.

En raison de la présence de deux diaphragmations successives (par les fentes F_1 et F_2), le calcul de H se fait en deux temps :

a) on calcule l'éclairement dans le plan de F_2 par sommation des éclairissements élémentaires dus à des éléments $d\alpha$ de F_1 (*) ;

b) on calcule le flux transmis par F_2 , par intégration des flux transmis par ses différents éléments.

Ces calculs sont facilités par l'emploi de la largeur réduite de la fente

$$(II.13) \quad u = \frac{\alpha}{\lambda L} = \alpha \frac{\mathcal{R}_0}{\mathcal{D}},$$

rapport de la largeur de fente à celle du maximum central de la figure de diffraction (prise à la hauteur 0,404) dans le cas d'une pupille uniforme. On utilisera également le nombre d'ondes σ_2 de la radiation dite associée à un couple de points quelconques (A_1, A_2) situés respectivement dans la fente d'entrée et la fente de sortie, c'est-à-dire telle que l'image géométrique de A_1 se fasse en A_2 . La valeur réduite correspondante $\sigma'_2 = (\sigma_2 - \sigma_1)/\delta\sigma_0$ nous servira de variable d'intégration.

Nous supposons qu'il n'y a aucune absorption dans le disperseur ; le flux obtenu est alors

$$(II.14) \quad \Phi(\sigma') = \mathcal{B} S F^2 \alpha \beta \tau(u) H(\sigma'),$$

où \mathcal{B} est la luminance de la source, $S = HL$ la section droite et $\alpha\beta$ l'angle solide du faisceau reçu par le disperseur, $\tau(u)$ un facteur de transparence équivalente qui sera défini plus loin. La fonction d'appareil $H(\sigma')$ est donnée par

$$(II.15) \quad H(\sigma') = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} H_0(\sigma' - \sigma'_2) T(\sigma'_2) d\sigma'_2}{\int_{-\infty}^{+\infty} H_0(\sigma'_2) T(\sigma'_2) d\sigma'_2} = \frac{H_0 * T}{\int_{-\infty}^{+\infty} H_0(\sigma'_2) T(\sigma'_2) d\sigma'_2};$$

(*) Le calcul de la fonction d'appareil d'un *spectrographe*, qui comporte seulement une fente (d'entrée) et dont la réponse est proportionnelle à l'éclairement, se réduit à cette première opération, tout au moins dans la mesure (jamais rigoureusement réalisée) où la limite de résolution propre de la plaque est petite par rapport aux dimensions linéaires de la figure de diffraction.

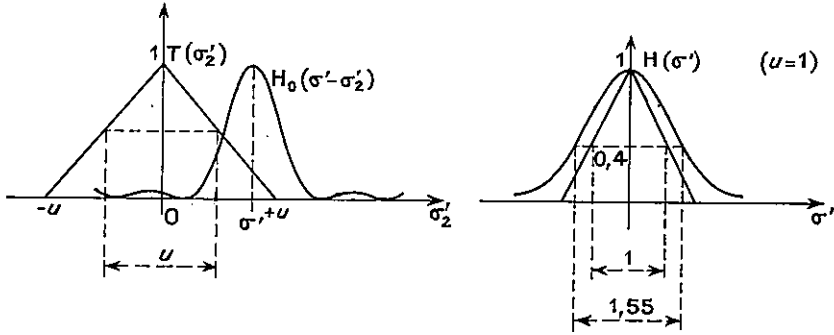


FIG. 3. — Fonction d'appareil réelle du spectromètre à fentes.

c'est le *produit de composition* de la fonction d'appareil théorique par une fonction triangulaire $T(\sigma'_2)$, de hauteur unité, de largeur u à mi-hauteur (fig. 3), dite fonction fente double ou fonction exploratrice. Elle s'introduit elle-même dans le calcul comme le produit de composition de deux fonctions rectangulaires de largeurs égales, caractéristiques de chacune des fentes.

Le dénominateur de $H(\sigma')$ est un simple facteur de normalisation, tel que $H(0) = 1$. La forme de $H(\sigma')$ est intermédiaire entre celles des deux fonctions composantes. Elle tend vers $H_0(\sigma')$ pour $u \ll 1$, c'est-à-dire avec des fentes très fines par rapport au maximum central de la figure de diffraction, et vers $T(\sigma')$ pour $u \gg 1$ ce qu'une théorie géométrique (négligeant la diffraction) permet d'établir simplement. La figure 3 donne l'allure de la fonction $H(\sigma')$ pour $u = 1$; d'autres exemples sont donnés dans [1].

Le facteur de transparence équivalente

$$(II.16) \quad \tau(u) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} H_0(\sigma'_2) T(\sigma'_2) d\sigma'_2}{\int_{-\infty}^{+\infty} H_0(\sigma'_2) d\sigma'_2}$$

est un facteur numérique inférieur à l'unité, traduisant le fait que la fente de sortie n'admet qu'une partie de l'image (élargie par la diffraction) de la fente d'entrée. C'est le rapport du flux réellement transmis par l'instrument, réglé sur une certaine radiation, au flux « géométrique » qui serait transmis, avec les mêmes fentes, en l'absence de diffraction. Il tend vers l'unité lorsque les fentes deviennent très larges. Sa variation en fonction de u est donnée par la figure 4 (dans le cas d'une pupille non absorbante que nous considérerons seul à présent). Les autres quantités dont il est intéressant de connaître la variation sont :

a) le pouvoir de résolution $\mathcal{R} = \sigma/\delta\sigma$; la limite de résolution réelle $\delta\sigma$ sera définie comme la largeur du maximum central de $H(\sigma')$ à la hauteur 0,404, définition qui présente l'avantage d'être possible pour une fonction de forme quelconque et de correspondre approximativement au critère de Rayleigh. La figure 4 indique la variation de la résolution réduite $\mathcal{R}/\mathcal{R}_0$; lorsque u est grand, la résolution est sensiblement celle que laisserait prévoir la théorie géométrique, donc inversement proportionnelle à u ;

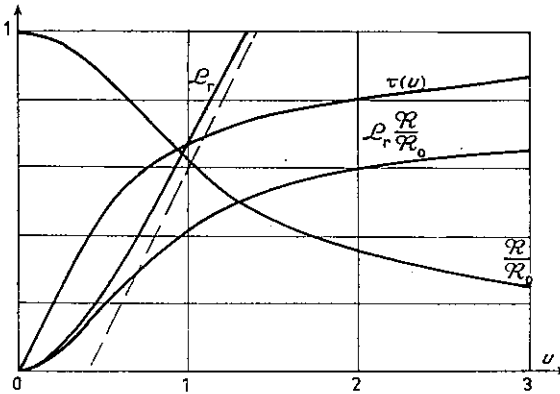


FIG. 4. — Luminosité, résolution, transparence équivalente et produit luminosité \times résolution du spectromètre à fentes.

b) la luminosité ou flux transmis pour une source de luminance unité et $\sigma' = 0$, qui croît évidemment comme le produit $u \tau(u)$. La courbe présentée est celle de la luminosité réduite \mathcal{L}_r , rapport de la luminosité réelle à celle qui serait obtenue en l'absence de diffraction avec des fentes correspondant à $u = 1$; elle croît à peu près linéairement avec u lorsque u est assez grand;

c) le produit luminosité \times résolution qui est le meilleur critère de l'utilisation des possi-

ibilités de l'instrument; la courbe représentée, qui est celle du produit $\mathcal{L}_r \times (\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)$, tend lentement vers une limite (égale à 0,84 et non à 1 en raison de la convention faite pour la détermination de \mathcal{R}) lorsque u croît.

4. En conclusion nous pourrons donner les règles suivantes.

a) Un spectromètre est un appareil à résolution facilement réglable, à n'importe quelle valeur inférieure à \mathcal{R}_0 . Lorsque $\mathcal{R} \ll \mathcal{R}_0$, le produit luminosité \times résolution est sensiblement constant, c'est-à-dire que l'on peut facilement échanger résolution contre luminosité par simple réglage des fentes. Par contre si l'on veut obtenir \mathcal{R} voisin de \mathcal{R}_0 , on perd beaucoup plus en luminosité qu'on ne gagnera en résolution par réduction de la largeur des fentes. Pour atteindre une valeur de \mathcal{R} donnée il est donc souhaitable de choisir un disperseur de pouvoir de résolution théorique \mathcal{R}_0 très supérieur.

b) Dans les conditions « géométriques » ($u \gg 1$) l'expression (II.14) donne, avec $\sigma' = 0$, $\beta = 1$, $F^2 = 1$, $\tau(u) \simeq 1$, $\alpha = (D/\mathcal{R}_0)u$ et $\mathcal{R} \simeq \mathcal{R}_0/u$,

$$(II.17) \quad \Omega \mathcal{R} = \mathcal{D} \beta,$$

qui permet la comparaison des différents spectromètres entre eux. Négligeant toujours la question de l'absorption, on voit que, quelle que soit la résolution cherchée, il y a avantage à utiliser des disperseurs à haute dispersion et des spectromètres permettant l'emploi de fentes de grande hauteur angulaire. La valeur de β n'est limitée par aucune considération strictement fondamentale, mais seulement par les aberrations du spectromètre et la difficulté, pour la source de fournir, et le récepteur d'accepter l'étendue correspondante. Dans des cas extrêmes des valeurs de l'ordre de 0,1 rd ont été atteintes, mais seulement pour des appareils travaillant à une résolution très inférieure à la résolution théorique. Lorsque \mathcal{R} est voisin de \mathcal{R}_0 , β est plutôt de l'ordre de 0,01 rd.

2. Interféromètres de Michelson et de Fabry-Perot. — L'emploi de l'étaalon de Fabry-Perot en spectrométrie est maintenant classique [7 à 13]. Celui de l'in-

terféromètre de Michelson, lié à l'utilisation de la transformée de Fourier [14], n'en est qu'à ses débuts.

Nous allons traiter ici plus particulièrement le cas d'un spectromètre de Fabry-Perot ⁽⁵⁾ ; on montre que les relations essentielles entre \mathcal{R} et \mathcal{L} sont finalement les mêmes avec l'interféromètre de Michelson.

Un spectromètre de Fabry-Perot comprend un étalon de Fabry-Perot (fig. 5), un objectif L et un seul diaphragme E (d'entrée ou de sortie) circulaire, centré sur la normale à l'étalon et délimitant, par conséquent, un faisceau de rayons peu inclinés, d'angle solide Ω . L'ensemble se comporte comme un filtre isolant une certaine bande passante ⁽⁶⁾, dont le nombre d'ondes est réglable par variation de l'épaisseur optique de l'étalon (indice du gaz ou distance des lames). Le spectre étudié peut ainsi être exploré et enregistré au moyen d'un récepteur photoélectrique recevant le flux transmis par E.

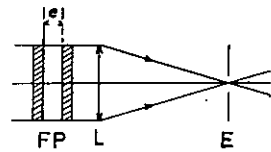


FIG. 5. — Spectromètre de Fabry-Perot.

La fonction d'appareil théorique est maintenant

$$(II.18) \quad H_0(\sigma - \sigma_1) = A(\sigma - \sigma_1) ,$$

σ_1 étant le nombre d'ondes de la radiation transmise à 100 % selon l'axe du système et $A(\sigma)$ étant la fonction d'Airy, qui représente la répartition de l'éclairement dans les anneaux d'interférences. La limite de résolution théorique $\delta\sigma_0$ est maintenant définie comme la largeur à mi-hauteur de $A(\sigma - \sigma_1)$ et permet de définir comme précédemment une variable réduite σ' . On sait que $\delta\sigma_0 = 1/2\mathcal{R}e$, e étant l'épaisseur de l'étalon et $\mathcal{R} = \pi\sqrt{R}/(1 - R)$ le coefficient de finesse.

En raison de la variation de la différence de marche avec l'incidence,

$$(II.19) \quad \Delta = -ei^2 ,$$

le nombre d'ondes σ_2 de la radiation « associée » à une certaine incidence i diffère de σ_1 . Nous appellerons encore

$$(II.20) \quad u = \frac{\Omega}{2\pi} \mathcal{R}_0$$

l'ouverture réduite du diaphragme E. Le flux transmis est alors donné par une expression semblable à (II.14) :

$$(II.21) \quad \Phi(\sigma') = \mathcal{B} S \Omega \tau(u) H(\sigma')$$

et $H(\sigma')$ par une expression analogue à (II.15) :

$$(II.22) \quad H(\sigma') = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} H_0(\sigma' - \sigma'_2) R(\sigma'_2) d\sigma'_2}{\int_{-\infty}^{+\infty} H_0(\sigma'_2) R(\sigma'_2) d\sigma'_2} = \frac{H_0 * R}{\int_0^u H_0(\sigma'_2) d\sigma'_2} ,$$

⁽⁵⁾ Nous nous limiterons au cas théorique d'un étalon parfait.

⁽⁶⁾ en réalité de nombreuses bandes passantes ; nous ne considérerons pas ici la question du recouvrement des ordres.

à la seule condition d'y remplacer la fonction triangulaire $T(\sigma'_2)$ par une fonction $R(\sigma'_2)$, rectangulaire, de largeur u ; en effet le calcul ne comporte ici qu'une intégration puisqu'il n'y a qu'un diaphragme. Enfin

$$(II.23) \quad \tau(u) = \frac{\int_0^u H_0(\sigma'_2) d\sigma'_2}{u}$$

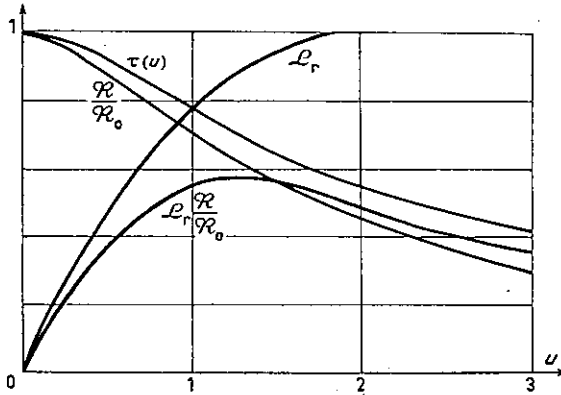


FIG. 6. — Luminosité, résolution, transparence équivalente et produit luminosité \times résolution du spectromètre de Fabry-Perot.

traduit le fait que les différents rayons admis par le diaphragme sont plus ou moins bien transmis par l'étalon ; le facteur $\tau(u)$ ne peut être égal à 1 que pour un diaphragme infiniment petit ($u = 0$).

Les variations de $\tau(u)$, $\mathcal{R}/\mathcal{R}_0$, L_r et $L_r \times (\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)$ en fonction de u , donc de Ω , pour un étalon d'épaisseur et de pouvoir réflecteur donnés sont représentés sur la figure 6. Il existe une importante différence avec

le cas du spectromètre à fentes : tandis que la baisse de \mathcal{R} est comparable, la luminosité L_r ne croît pas indéfiniment mais tend rapidement vers une limite ; le produit $L_r \times \mathcal{R}$ (à épaisseur donnée) passe par un maximum pour $u = 1$. Les meilleures conditions d'utilisation correspondront généralement à $u = 1$, soit $\mathcal{R}/\mathcal{R}_0 = 0,7$,

$$(II.24) \quad \Omega \mathcal{R}_0 = 2\pi \quad \text{et} \quad \Omega \mathcal{R} = 2\pi \cdot 0,7.$$

On voit que le rapport $\mathcal{R}/\mathcal{R}_0 = 0,7$ est pratiquement imposé ; tout au moins un écart à la condition $u = 1$ se traduit par une baisse de l'un des deux facteurs \mathcal{R} ou L_r , très supérieure au gain sur l'autre. Mais l'adaptation de \mathcal{R} au problème à traiter peut se faire par variation de \mathcal{R}_0 , en changeant l'épaisseur de l'étalon, ce qui est une opération simple.

Enfin la comparaison, à résolution égale, du spectromètre à fentes et du spectromètre de Fabry-Perot fait apparaître pour ce dernier un gain d'angle solide important ; en rapprochant les expressions (II.17) et (II.24) on obtient

$$(II.25) \quad G_\Omega = 0,7 \frac{2\pi}{\mathcal{D}\beta}.$$

Une comparaison complète doit naturellement porter sur les luminosités, donc tenir compte des facteurs $\tau(u)$, des absorptions et des aires différentes du Fabry-Perot et du disperser ; elle a déjà été faite [2] et nous ne la reprendrons pas ici. Remarquons que dans le cas le plus favorable pour le spectromètre à fentes (réseau), \mathcal{D} est de l'ordre de 1 et le gain G_Ω est facilement de l'ordre de 100.

3. S.i.s.a.m. — De même que pour le spectromètre à fentes nous examinerons successivement, après avoir décrit l'appareil et son fonctionnement, le cas d'un faisceau d'étendue nulle qui permettra de définir une fonction d'appareil et une résolution théoriques, puis le cas réel d'un faisceau fini, ce qui permettra de montrer la relation existant entre résolution et luminosité.

1. Description et fonctionnement. — Les deux miroirs d'un interféromètre de Michelson sont remplacés (fig. 7) par deux disperseurs réfléchissants identiques D_1 et D_2 (réseaux, prismes ou combinaisons de prismes et réseaux). Un objectif L, un diaphragme d'entrée E et un condenseur L' concentrant le flux lumineux transmis sur un récepteur R complètent le dispositif qui ne comporte en principe pas de diaphragme de sortie (?).

Les systèmes D_1 et D_2 sont disposés de façon que leurs dispersions soient de même direction (plans de section principale parallèles et pris pour plan de figure ou plan zOx) mais de sens opposés ; ils ne sont donc pas symétriques par rapport au plan de la lame séparatrice S, mais l'image D'_2 de D_2 donnée par S est symétrique de D_1 par rapport à un plan, normal à celui de la figure 7, passant approximativement par le milieu de S, qui sera pris pour plan zOy . L'axe Oz est ainsi défini ; la position de l'origine O le sera ultérieurement. Les figures 16 et 17 précisent la disposition de l'interféromètre lorsque D_1 et D_2 sont des réseaux ou des prismes.

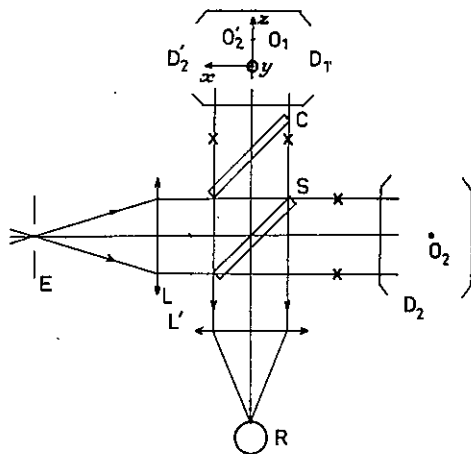


FIG. 7. — S. i. s. a. m.

Pour exposer le fonctionnement de l'appareil supposons E infiniment petit de sorte que D_1 ne reçoit qu'un faisceau de rayons parallèles à Oz, appelés rayons principaux. Il existe une radiation σ_1 telle que les rayons principaux soient renvoyés sur eux-mêmes par D_1 et D_2 . Un rayon incident donne alors deux rayons émergents confondus (comme dans un interféromètre classique de Michelson, dont les miroirs, réglés au parallélisme, recevraient un faisceau de rayons sous l'incidence normale). Pour une radiation voisine σ les deux rayons sortants sont inclinés, dans le plan de figure, en sens inverses par rapport à Oz, d'angles $\alpha = \pm [(\sigma - \sigma_1)/\sigma] D$ et les propriétés du système sont maintenant comparables à celles d'un interféromètre de Michelson dont les miroirs feraient un petit angle, permettant l'observation des franges d'un coin d'air virtuel. Nous dirons que l'appareil est réglé sur σ_1 ; il est possible de faire varier σ_1 (c'est-à-dire d'explorer le spectre) en faisant tourner D_1 et D_2 simultanément, d'angles égaux et dans le

(?) Nous verrons plus loin (§ IV.2.2) qu'il est souvent commode, pour des questions de lumière parasite, d'utiliser un diaphragme de sortie coïncidant avec l'image de E, dont la présence ne modifiera en rien les considérations développées ici.

même sens autour d'axes de rotation O_1 et O_2 , normaux au plan de figure, tels que l'image O_2' de O_2 soit confondue avec O_1 et située dans le plan de symétrie yOz . D_1 et D_2' tournent ainsi d'angles égaux en sens inverses et leur symétrie par rapport à yOz est conservée au cours de leur rotation.

Enfin l'appareil comporte un dispositif permettant de faire varier linéairement en fonction du temps la longueur optique de l'un des faisceaux. Ce résultat peut être obtenu par divers procédés : translation de l'un des réseaux ou de la séparatrice, rotation de la compensatrice. Ce dernier, de beaucoup le plus commode, sera seul employé en pratique ; il ne permet de faire varier la différence de marche que d'une quantité assez inférieure à l'épaisseur optique de la lame, ce qui est sans importance car l'amplitude de la variation admissible sera limitée par des considérations théoriques (§ V. 1).

Le but de cette variation est de produire une modulation interférentielle du flux lumineux transmis par l'interféromètre. On comprend facilement que la profondeur de modulation sera de 100 % pour σ_1 seulement et d'autant plus faible pour une radiation voisine que la différence $\sigma - \sigma_1$ sera plus grande. L'interféromètre constitue donc un modulateur sélectif pour σ_1 . Si le récepteur est suivi d'un amplificateur ne transmettant que la composante alternative du signal, puis d'un détecteur linéaire et d'un filtre passe-bas, la grandeur transmise à l'enregistreur sera l'amplitude de cette composante. Si l'on fait varier σ_1 , les différents éléments d'un spectre complexe se trouveront ainsi successivement modulés et le spectre sera enregistré comme avec un spectromètre classique.

En réalité la réponse du système dépendra évidemment de l'intensité lumineuse à l'intérieur d'un élément spectral de largeur finie au voisinage de σ_1 ; il possède, comme le spectromètre classique, une fonction d'appareil et un pouvoir de résolution dont les définitions restent les mêmes. Nous allons d'abord calculer la fonction d'appareil *théorique* obtenue pour un faisceau de rayons *principaux*.

2. *Fonction d'appareil et résolution théoriques.* — Utilisons le schéma équivalent (fig. 8) qui représente le montage projeté dans l'espace-image, c'est-à-dire tel qu'il apparaît à un observateur recevant le faisceau sortant ; D_1 et D_2' paraissent occuper la même région de l'espace. Les deux rayons émergents I_1 et I_2 issus d'un même rayon incident principal I se coupent dans un plan P_0 , normal au faisceau principal, situé au voisinage (éventuellement à l'intérieur) de D_1 et D_2 ; P_0 sera pris pour plan xOy . Sa position relativement aux disperseurs sera précisée plus loin (§ II. 3. 3). Supposons les faisceaux limités par un diaphragme B dans le plan P_0 (*) de « fonction de contour » $f^2(x)$, c'est-à-dire telle que la longueur de l'élément dx du plan P_0 soit $H f^2(x)$. Nous supposerons encore $f(x)$ paire, c'est-à-dire le diaphragme symétrique par rapport à Oy ; on le choisira, en général, également symétrique par rapport à Ox , bien que ce ne soit nullement indispensable. Ses dimensions suivant Ox et Oy sont toujours L et H . Ce diaphragme, destiné à l'apodisa-

(*) En toute rigueur ce diaphragme ne peut être placé en P_0 . S'il est réalisé au moyen de deux diaphragmes réels placés dans les faisceaux au voisinage des faces d'entrée de D_1 et D_2 , ces diaphragmes sont traversés deux fois par la lumière et causent ainsi deux diaphragmations successives ; si un diaphragme réel est placé à l'extérieur de l'interféromètre ses images projetées à l'intérieur coïncideront avec P_1 et P_2 , non avec P_0 . Ces restrictions n'ont aucune importance pratique et les deux dispositifs fonctionnent également bien.

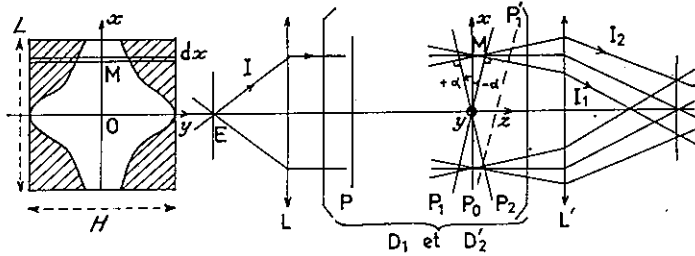


FIG. 8. — Schéma équivalent du s. i. s. a. m.

tion de la fonction d'appareil, joue ici un rôle essentiel ⁽⁹⁾.

D'un plan d'onde incident P, D₁ et D₂ donnent deux images P₁ et P₂, symétriques par rapport à P₀ et faisant entre elles un angle $2\alpha = 2[(\sigma - \sigma_1)/\sigma]D$. La différence de marche entre les deux faisceaux est donc $\delta = 2\alpha x$ au point M(x) dans le plan xOy où se coupent les rayons et où les franges d'interférences sont localisées; l'intensité lumineuse y est proportionnelle à $\cos^2 \pi \delta \sigma$.

Un observateur mettant l'œil dans le plan focal du condenseur L' aperçoit donc dans le plan xOy des franges de coin d'air virtuel, parallèles aux traits du réseau ou à l'arête du prisme, d'interfrange $\lambda/2\alpha$; ces franges sont d'autant plus nombreuses que la différence entre σ et σ_1 est plus grande, c'est-à-dire que l'appareil est plus « déréglé »; elles se réduisent à une teinte plate pour $\sigma = \sigma_1$.

Si la longueur optique du faisceau I₁ (par exemple) varie linéairement à une vitesse v , au bout d'un temps t le plan P₁ s'est déplacé d'une distance vt jusqu'en P'₁; la différence de marche en M est maintenant $2\alpha x + vt$ (ce qui signifie que les franges glissent dans le plan P₀ à une vitesse $v/2\alpha$).

En supposant que le facteur de transmission de l'ensemble soit égal à 1 (ce qui exige qu'il n'y ait aucune absorption dans les disperseurs et que les facteurs de réflexion et transmission de la couche semi-réfléchissante soient égaux à 0,5), l'éclairement du plan P₀ est, en M,

$$(II.26) \quad dE = \mathcal{B} d\omega \cos^2 \pi\sigma(2\alpha x + vt),$$

\mathcal{B} étant la luminance de la source et $d\omega$ l'angle solide infiniment petit sous-tendu par le diaphragme E.

Le flux transmis par l'élément de surface de largeur dx et de longueur $H f^2(x)$ est

$$(II.27) \quad (d\Phi)_1 = \mathcal{B} d\omega H f^2(x) \cos^2 \pi\sigma(2\alpha x + vt) dx$$

et le flux total transmis par l'interféromètre est, en utilisant la parité de $f(x)$,

$$(II.28) \quad d\Phi = \mathcal{B} H d\omega \left[\int_0^{L/2} f^2(x) dx + \cos 2\pi\sigma vt \int_0^{L/2} f^2(x) \cos 2\pi\sigma 2\alpha x dx \right].$$

⁽⁹⁾ On obtiendrait des résultats identiques en utilisant un apodiseur de type classique, c'est-à-dire un écran absorbant dont la loi de transmission de l'intensité lumineuse soit ici encore $f^2(x)$; $f(x)$ aurait alors dans ce cas encore la même signification que dans celui du spectromètre à fentes : fonction de répartition de l'amplitude de la vibration lumineuse. Cela ne présenterait aucun avantage et la réalisation d'un écran à densité variable est incomparablement plus délicate que celle d'un écran simplement découpé. L'écran à densité variable est au contraire indispensable pour apodiser l'image de la fente du spectromètre classique.

En utilisant les mêmes grandeurs réduites que précédemment [$\sigma' = (\sigma - \sigma_1)/\delta\sigma_0$, $x' = x/(L/2)$, $f(Lx'/2) = F(x')$] et en posant cette fois-ci

$$\bar{F}^2 = \int_0^1 F^2(x') dx' \quad (\text{fraction de la surface } S \text{ utilisée}),$$

enfin en appelant

$$(II.29) \quad N = \nu\sigma$$

la fréquence de modulation, ce résultat s'écrit

$$(II.30) \quad d\Phi = \frac{\mathcal{B} S \bar{F}^2 d\omega}{2} \left[1 + \cos 2\pi N t \frac{\int_0^1 F^2(x') \cos 2\pi\sigma' x' dx'}{\bar{F}^2} \right].$$

L'expression du flux comprend donc un terme constant et un terme modulé dont l'amplitude est égale à 1 pour $\sigma' = 0$, ce qui signifie que le flux lumineux est alors modulé à 100 %.

En raison du principe même de la méthode seul le terme modulé contribuera au signal ; son amplitude ⁽¹⁰⁾ est donc la fonction d'appareil théorique

$$(II.31) \quad H_0(\sigma') = \frac{1}{\bar{F}^2} \int_0^1 F^2(x') \cos 2\pi\sigma' x' dx'.$$

En comparant cette expression à (II.10) et (II.12) on voit immédiatement les différences avec le spectromètre classique.

a) La fonction d'appareil est ici donnée par la *transformée de Fourier du carré* de la fonction de répartition $F(x')$ et non par le *carré de la transformée* de $F(x')$. Cette différence vient des deux modes de production des interférences, qui ont nécessité deux modes de calcul différents. Avec le spectromètre classique les différents rayons diffractés par la surface du disperseur interfèrent *entre eux*, ajoutant leurs amplitudes ; l'amplitude résultante est élevée au carré pour obtenir l'intensité qui agit sur le récepteur. Avec le s.i.s.a.m. les rayons des deux faisceaux interfèrent *deux par deux* et les phénomènes d'interférence des différentes portions de la surface du disperseur ajoutent leurs *intensités*.

b) L'expression (II.31) est directement comparable à celle (II.12) obtenue pour le spectromètre à double passage, ce qui vient simplement de ce que le s.i.s.a.m. comporte *deux* disperseurs dont les dispersions s'ajoutent en quelque sorte.

Mais il est possible de réaliser, à côté des interféromètres symétriques décrits jusqu'ici, un type d'appareil asymétrique ne comprenant qu'un disperseur ; sur l'autre faisceau se trouve un miroir plan (ou un système plus complexe non dispersif). On comprend que le pouvoir de résolution de l'appareil asymétrique est la moitié de celui de l'appareil symétrique et que sa fonction d'appareil est comparable à celle du spectromètre classique à un seul passage. D'autre part il ne

⁽¹⁰⁾ La fonction $H_0(\sigma')$ peut présenter des parties négatives qui ne seront effectivement enregistrées comme telles que si le détecteur employé est sensible à la phase (redresseur synchrone). Sinon la fonction d'appareil est $|H_0(\sigma')|$.

présente pas les mêmes propriétés de filtrage de la lumière parasite (§ IV.2.2) que le type symétrique et est moins généralement utilisable. Nous considérerons donc comme cas fondamental celui de l'appareil symétrique.

c) Comparons maintenant les fonctions d'appareil du spectromètre classique et du s.i.s.a.m. d'un point de vue pratique. Quelle que soit $F(x')$, $G(\sigma')$ décroîtra toujours moins vite que son carré $G^2(\sigma')$. La fonction d'appareil du s.i.s.a.m. sera toujours moins avantageuse que celle du spectromètre classique si la comparaison est faite avec une même fonction $F(x')$. En particulier dans le cas simple où $F(x') \equiv 1$ (pas d'écran apodisant ni de diaphragme) les fonctions d'appareil théorique sont (fig. 9) :

$H_{0a}(\sigma') = \left(\frac{\sin \pi \sigma'}{\pi \sigma'} \right)^2$ pour le spectromètre classique à un seul passage (courbe a),

$H_{0b}(\sigma') = \left(\frac{\sin 2\pi \sigma'}{2\pi \sigma'} \right)^2$ pour le spectromètre classique à double passage (courbe b),

$H_{0c}(\sigma') = \frac{\sin 2\pi \sigma'}{2\pi \sigma'}$ ou $\left| \frac{\sin 2\pi \sigma'}{2\pi \sigma'} \right|$ pour le s.i.s.a.m. symétrique, suivant que le détecteur est (courbe c) ou n'est pas (courbe c') sensible à la phase.

Cette fonction ne paraît pas d'un emploi général commode en raison de l'importance considérable des maximums secondaires de modulation. Il est préférable de faire la comparaison à fonction d'appareil $H_0(\sigma')$ identique, donc à fonctions $F(x')$ différentes. En particulier la fonction $F^2(x') = 1 - |x'|$ (réalisée au moyen d'un losange dont les diagonales sont égales à H et L) donne, avec le s.i.s.a.m.,

$$(II.32) \quad H_0(\sigma') = \left(\frac{\sin \pi \sigma'}{\pi \sigma'} \right)^2 \quad (\text{courbe a}),$$

c'est-à-dire la fonction d'appareil théorique du spectromètre classique à *un seul passage*, sans apodisation. La limite de résolution $\delta\sigma_0$ et le pouvoir de résolution \mathcal{R}_0 sont donc égaux à leurs valeurs théoriques bien connues.

L'emploi du diaphragme en losange fait évidemment perdre la moitié de la sur-

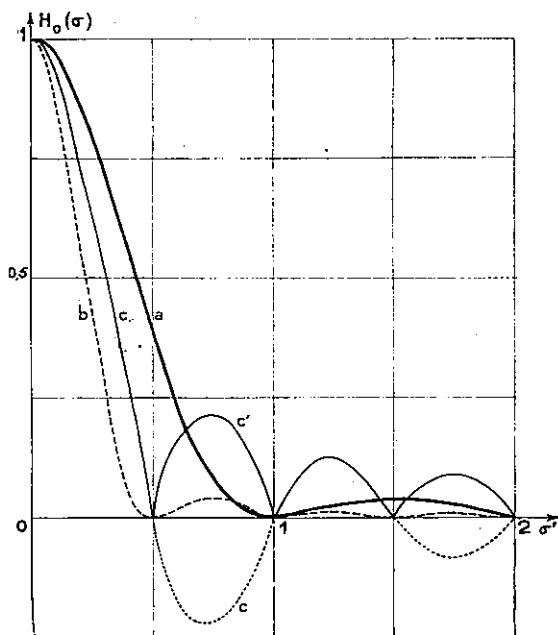


FIG. 9. — Fonctions d'appareil théorique du spectromètre à fentes et du s. i. s. a. m.

face du disperseur [ce qui se traduit dans l'expression (II.30) par $\overline{F^2} = 1/2$]. Cette perte n'est cependant pas inévitable ; dans certains cas le disperseur peut être réalisé spécialement en vue de son emploi dans le s.i.s.a.m. avec une face d'entrée en losange (§ VII.2). Nous décrirons également (§ VI.1) un procédé qui permet d'obtenir un effet d'apodisation analogue à celui du losange en utilisant la totalité d'un disperseur dont la face d'entrée est un carré.

L'emploi du losange n'a d'ailleurs rien d'obligatoire. Il sera parfois possible d'obtenir l'effet d'apodisation cherché avec une meilleure utilisation de la surface du disperseur. Mais ce sont là des problèmes de cas particuliers. Afin de faciliter la comparaison au spectromètre classique nous supposerons *toujours*, par la suite, le s.i.s.a.m. muni d'un diaphragme en losange, de telle sorte que la fonction d'appareil soit donnée par l'expression (II.32).

3. *Fonction d'appareil et résolution réelles.* — Les résultats que nous venons d'établir ne sont valables que pour un faisceau d'étendue nulle. Nous allons maintenant chercher comment ils sont modifiés lorsque le diaphragme E soutend un angle solide Ω fini, en même temps que la forme la plus favorable de ce diaphragme.

Le calcul sera fait en deux temps. Nous allons tout d'abord établir la nouvelle expression de \mathfrak{G} pour des rayons quelconques, qui pourra s'écrire $\mathfrak{G} = 2\alpha x + vt + \Delta$, Δ étant une variation du chemin optique pour des rayons obliques. Portant ensuite cette valeur dans l'expression (II.26) nous obtiendrons la fonction d'appareil pour une étendue finie.

a) *Variation Δ de la différence de marche avec l'incidence des rayons.* — Tandis que dans le paragraphe précédent nous avons raisonné sur des rayons principaux de nombres d'ondes σ quelconques, nous considérerons maintenant des rayons quelconques de nombre d'ondes σ_1 .

Tout rayon principal (I_p sur la fig. 10) est renvoyé sur lui-même et donne deux émergents confondus. Par contre un rayon secondaire quelconque I (situé, en général, hors du plan de section principale) donne deux émergents I'_1, I'_2 non confondus et non concourants en général, D_1 et D_2 n'étant pas stigmatiques pour un point quelconque. L'interféromètre ne donne donc pas de franges localisées et il

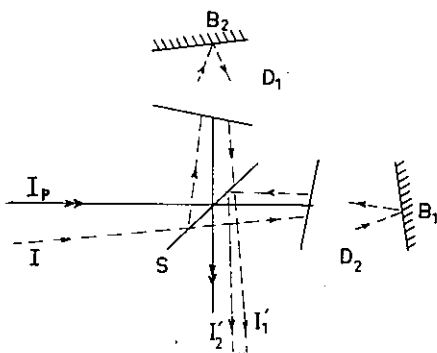


Fig. 10. — Marche d'un rayon principal et d'un rayon secondaire dans le s. i. s. a. m.

n'est pas possible de calculer Δ en évaluant les chemins optiques le long des rayons I'_1 et I'_2 . Mais éclairé par une source ponctuelle M il permet d'observer des franges non localisées dont la forme, qui dépend de la position de M, est liée à la variation de Δ . Supposons (fig. 11) $M(x, y)$ dans le plan xOy ; Δ dépendra de la *direction* du rayon incident, donc de a, b, c , cosinus directeurs de I par rapport aux axes $Oxyz$, et de sa *position* par rapport au plan de symétrie yOz , donc de x . Nous supposerons I peu incliné sur Oz et traiterons a, b comme infiniment petits du

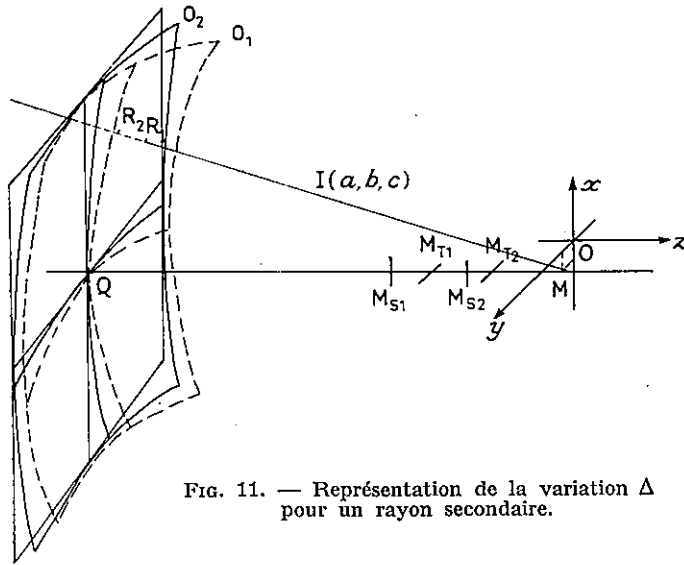


FIG. 11. — Représentation de la variation Δ pour un rayon secondaire.

premier ordre ; a représente l'inclinaison du rayon par rapport au plan de symétrie, b par rapport au plan de section principale.

Les rayons incidents qui passent en M s'appuient, après deux traversées de D_1 , D_2 et une réflexion, sur les quatre focales-images M_{S1} , M_{T1} , M_{S2} et M_{T2} que D_1 et D_2 donnent de M (fig. 11). A une surface d'onde incidente sphérique centrée en M , de rayon très grand par rapport aux distances entre les quatre focales, correspondent deux surfaces d'onde émergentes ellipsoïdales O_1 et O_2 , dont les sections par le plan de section principale zOx sont centrées en M_{T1} et M_{T2} , et par le plan yOz en M_{S1} et M_{S2} . La variation Δ de la différence de marche entre rayons interférents est représentée par la différence R_1R_2 entre les flèches de courbure des deux surfaces d'onde dont le sommet est Q ,

$$\Delta = \frac{QM_{T2} a^2}{2} + \frac{QM_{S2} b^2}{2} - \left[\frac{QM_{T1} a^2}{2} + \frac{QM_{S1} b^2}{2} \right].$$

Elle s'exprime en fonction des distances d'astigmatisme :

$$(II.33) \quad \Delta = \frac{1}{2} [M_{T2}M_{T1} a^2 + M_{S2}M_{S1} b^2].$$

Ces distances s'évaluent elles-mêmes à partir des caractéristiques des disperseurs. Soient B_1 et B_2 les points où I rencontre les faces arrière réfléchissantes de D_1 et D_2 . L'en-

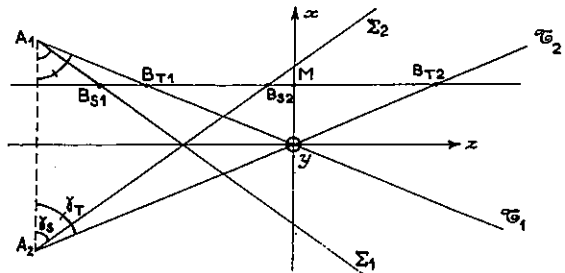


FIG. 12. — Positions relatives des surfaces focales images.

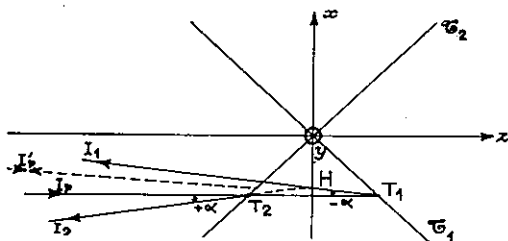


FIG. 13. — Position du plan origine par rapport aux surfaces focales.

semble de dioptries plans qui constitue D_1 donne de B_1 des focales-images B_{S_1} et B_{T_1} , qui se répartissent sur deux surfaces planes Σ_1 et \mathcal{C}_1 (fig. 12) perpendiculaires au plan de section principale zOx . Σ_1 et \mathcal{C}_1 sont les surfaces focales images, sagittale et tangentielle, que D_1 donne de sa face arrière, et se coupent suivant une arête A_1 , parallèle à Oy . Σ_2 et \mathcal{C}_2 sont évidemment

symétriques de Σ_1 et \mathcal{C}_1 par rapport à zOy . Nous montrons en note ⁽¹¹⁾ que le plan xOy précédemment défini passe par l'intersection de \mathcal{C}_1 et \mathcal{C}_2 .

En appelant γ_S et γ_T les inclinaisons des surfaces focales sagittale et tangentielle par rapport à un plan d'onde principal, les distances d'astigmatisme $B_{S_2}B_{S_1}$ et $B_{T_2}B_{T_1}$ valent respectivement $B_{S_2}B_{S_1} = 2x \operatorname{tg} \gamma_S$ et $B_{T_2}B_{T_1} = 2x \operatorname{tg} \gamma_T$. Or B_S et B_T sont les focales-images de B données par l'ensemble des dioptries précédant la face réfléchissante ; M_S et M_T sont les focales-images de M après deux traversées de ces dioptries. Donc

$$M_{S_2}M_{S_1} = 2B_{S_2}B_{S_1} = 4x \operatorname{tg} \gamma_S \quad \text{et} \quad M_{T_2}M_{T_1} = 2B_{T_2}B_{T_1} = 4x \operatorname{tg} \gamma_T.$$

En reportant dans l'expression (II.33) de Δ , on obtient

$$(II.34) \quad \Delta = 2x(a^2 \operatorname{tg} \gamma_T + b^2 \operatorname{tg} \gamma_S),$$

expression analogue, bien que plus complexe, à celle (II.19) obtenue avec les interféromètres Fabry-Perot ou Michelson ⁽¹²⁾. Il y a deux différences : comme le disperser ne possède pas la symétrie de révolution, Δ ne varie pas de la même façon dans le plan de section principale et le plan perpendiculaire (sauf si $\gamma_S = \gamma_T$). D'autre part la variation avec l'incidence de Δ est proportionnelle à x , donc fonction de la position du rayon.

Décrivons rapidement les franges non localisées que permet d'observer ce système. Avec un faisceau de rayons incidents parallèles (mais obliques par rapport à Oz) c'est-à-dire à cosinus directeurs a et b donnés, les franges sont rectilignes, parallèles à Oy . Avec une source ponctuelle dans le plan xOy les franges sont généralement elliptiques ⁽¹³⁾ ; elles sont d'autant plus larges que x est plus

⁽¹¹⁾ Comme plus haut (§ II.3.2), considérons de nouveau (fig. 13) un rayon principal I_p transportant une radiation $\sigma \neq \sigma_1$. Les deux émergents I_1 et I_2 sont inclinés par rapport à I_p d'angles $\pm \alpha$. Considérons un instant D_1 seul ; le rayon I_p peut être traité, à l'ordre d'approximation adopté, comme rayon secondaire dans le plan de section principale d'un faisceau dont un rayon I'_p (faisant avec I_p un angle $\alpha/2$) serait le rayon principal renvoyé sur lui-même. L'émergent I_1 recoupe donc l'incident I_p dont il est issu en T_1 sur la surface focale tangentielle \mathcal{C}_1 . De même I_2 recoupe I_p sur \mathcal{C}_2 en T_2 . On voit donc que I_1 et I_2 se coupent en un point H sur le plan bissecteur de \mathcal{C}_1 et \mathcal{C}_2 , qui est donc, par définition, le plan xOy .

⁽¹²⁾ Une démonstration plus simple (mais moins générale) de ce résultat sera donnée dans le cas de l'interféromètre à réseaux (§ III.1).

⁽¹³⁾ Dans tous les systèmes que nous rencontrerons, à une exception près, γ_S et γ_T sont du même signe.

faible et s'élargissent indéfiniment quand x tend vers zéro. Ce type de franges s'observe facilement en éclairant l'interféromètre par une source étendue et en plaçant l'œil, suffisamment diaphragmé, dans un plan conjugué de xOy . En déplaçant l'œil parallèlement à Ox on voit la grandeur des ellipses varier. Enfin si la position de M est quelconque on montre facilement à partir de l'expression (II.34) que les franges sont analogues à celles qu'un interféromètre de Twyman permet d'observer sur un système doué de coma [15].

b) *Calcul de la fonction d'appareil.* — La valeur de Δ est constante pour tous les rayons aboutissant sur une ellipse à l'infini, définie par

$$a^2 \operatorname{tg} \gamma_T + b^2 \operatorname{tg} \gamma_S = \frac{\Delta}{2x},$$

dont les demi-axes sont

$$(II.35) \quad a_1 = \sqrt{\frac{\Delta}{2x \operatorname{tg} \gamma_T}}, \quad b_1 = \sqrt{\frac{\Delta}{2x \operatorname{tg} \gamma_S}}$$

et le rapport des axes

$$(II.36) \quad \frac{a_1}{b_1} = \sqrt{\frac{\operatorname{tg} \gamma_S}{\operatorname{tg} \gamma_T}}.$$

Cette ellipse délimite un angle solide $\omega = \pi a_1 b_1 = \pi \Delta / 2x \sqrt{\operatorname{tg} \gamma_S \operatorname{tg} \gamma_T}$. Donc

$$(II.37) \quad \Delta = 2 \sqrt{\operatorname{tg} \gamma_S \operatorname{tg} \gamma_T} \frac{\omega}{\pi} x$$

est la valeur de la variation de la différence de marche pour tous les rayons contenus dans un élément d'angle solide annulaire $d\omega$ au bord de ω . Pour cet élément $d\omega$, l'expression (II.28) s'écrira, en y remplaçant \mathfrak{S} par sa nouvelle valeur,

$$(II.38) \quad d\Phi = \mathfrak{B} H d\omega \left[\int_0^{L/2} f^2(x) dx + \right. \\ \left. + \cos 2\pi Nt \int_0^{L/2} f^2(x) \cos 2\pi\sigma \left(2\alpha + 2 \sqrt{\operatorname{tg} \gamma_S \operatorname{tg} \gamma_T} \frac{\omega}{\pi} \right) x dx \right].$$

A condition de poser

$$\sigma'_2 = \frac{\sqrt{\operatorname{tg} \gamma_S \operatorname{tg} \gamma_T}}{\mathcal{D}} \frac{\omega}{\pi} \mathcal{R}_0$$

et avec les mêmes changements de variables que précédemment, on obtiendra, à la place de (II.30),

$$d\Phi = \frac{\mathfrak{B} S \overline{F^2} d\omega}{2} \left[1 + \cos 2\pi Nt \frac{\int_0^1 F^2(x') \cos 2\pi(\sigma' - \sigma'_2)x' dx'}{\overline{F^2}} \right]$$

ou, d'après (II.31),

$$(II.39) \quad d\Phi = \frac{\mathcal{B} S \overline{F^2} d\omega}{2} [1 + \cos 2\pi Nt] H_0(\sigma' - \sigma'_2).$$

On voit que lorsque $\sigma' = \sigma'_2$, le flux contenu dans l'élément $d\omega$ est modulé à 100 % ; σ'_2 est donc le nombre d'ondes (réduit) de la radiation « associée » à l'élément $d\omega$. Nous poserons encore

$$(II.40) \quad K = \frac{\mathcal{D}}{2 \sqrt{\text{tg } \gamma_S \text{ tg } \gamma_T}},$$

constante numérique fonction de la *nature* du disperseur, indépendante de ses *dimensions*. Cette constante suffit à caractériser un type de disperseur relativement à son emploi dans un s.i.s.a.m. Nous l'évaluerons au chapitre III pour différentes combinaisons de réseaux et de prismes.

Le nombre d'ondes réduit σ'_2 s'écrit alors

$$(II.41) \quad \sigma'_2 = \frac{\omega}{2\pi} \frac{\mathcal{R}_0}{K}.$$

Supposons que le diaphragme E à l'infini soit limité par une ellipse $\Delta = \text{Cte}$, d'angle solide Ω ; le flux total transmis sera

$$(II.42) \quad \Phi = \frac{\mathcal{B} S \overline{F^2}}{2} \left[\int_0^\Omega d\omega + \cos 2\pi Nt \int_0^\Omega H_0(\sigma' - \sigma'_2) d\omega \right].$$

Il est commode d'utiliser σ'_2 comme variable d'intégration. Appelons

$$(II.43) \quad u = \frac{\Omega}{2\pi} \frac{\mathcal{R}_0}{K}$$

la valeur prise par σ'_2 au bord de Ω , c'est-à-dire l'ouverture réduite du diaphragme ; cette définition est analogue à celle (II.20) qui a été donnée pour l'interféromètre de Fabry-Perot. L'expression de Φ devient

$$\Phi = \frac{\mathcal{B} S \overline{F^2}}{2} \Omega \left[1 + \cos 2\pi Nt \frac{\int_0^u H_0(\sigma' - \sigma'_2) d\sigma'_2}{u} \right].$$

Elle peut encore s'écrire

$$(II.44) \quad \Phi = \frac{\mathcal{B} S \overline{F^2}}{2} \Omega [1 + \tau(u) H(\sigma') \cos 2\pi Nt],$$

avec

$$(II.45) \quad \tau(u) = \frac{\int_0^u H_0(\sigma'_2) d\sigma'_2}{u}$$

et

$$(I.46) \quad H(\sigma') = \frac{\int_0^u H_0(\sigma' - \sigma'_2) d\sigma'_2}{\int_0^u H_0(\sigma'_2) d\sigma'_2} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} H_0(\sigma' - \sigma'_2) R(\sigma'_2) d\sigma'_2}{\int_0^u H_0(\sigma'_2) d\sigma'_2} =$$

$$= \frac{H_0 * R}{\int_0^u H_0(\sigma'_2) d\sigma'_2},$$

expressions identiques à (II.23) et (II.22) obtenues dans le cas de l'interféromètre de Fabry-Perot, $R(\sigma'_2)$ étant une fonction rectangulaire de largeur u , de hauteur unité, et $H_0(\sigma'_2)$ la fonction d'appareil théorique, c'est-à-dire ici une fonction de diffraction et non une fonction d'Airy. Ces deux fonctions étant de formes assez peu différentes, les courbes représentant $\tau(u)$, $\mathcal{R}/\mathcal{R}_0$, \mathcal{L}_r et $\mathcal{L}_r \times (\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)$ en fonction de u (fig. 14) sont assez voisines de celles de la figure 6 et la discussion des meilleures conditions d'emploi du s.i.s.a.m. est semblable à celle relative au spectromètre de Fabry-Perot ; l'analogie entre les deux instruments vient de ce qu'ils possèdent *un seul* diaphragme, à la différence du spectromètre à fentes ⁽¹⁴⁾.

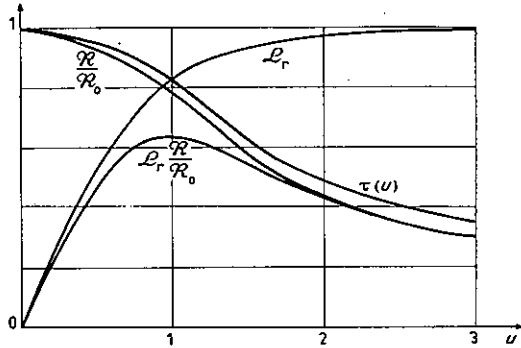


FIG. 14. — Luminosité, résolution, transparence équivalente et produit luminosité \times résolution du s. i. s. a. m.

On voit que les meilleures conditions d'emploi sont encore obtenues pour $u = 1$, $\mathcal{R} = 0,8\mathcal{R}_0$, $\mathcal{L}_r/\mathcal{L}_\infty = 0,82$, $\tau = 0,82$ et qu'il ne sera jamais utile de s'en écarter beaucoup ; ainsi pour $u = 0,5$ on a déjà 92 % de la résolution théorique et pour $u = 1,5$ on a 94 % de la luminosité limite. *Un s.i.s.a.m. est donc pratiquement un appareil à résolution imposée : pour changer de résolution \mathcal{R} il faut changer de disperser.*

Le choix de la condition $u = 1$ implique

(II.47)

$$\Omega \mathcal{R}_0 = 2 \pi K,$$

relation fondamentale du s.i.s.a.m., semblable, au facteur K près, à celle obtenue (II.24) avec le Fabry-Perot et permettant de déterminer l'angle solide Ω utilisable avec un disperser de caractéristiques K et \mathcal{R}_0 connues pour obtenir $\mathcal{R} = 0,8 \mathcal{R}_0$; la relation entre angle solide et résolution effective est donc $\Omega \mathcal{R} = 0,8 \times 2 \pi K$.

Il est intéressant de chercher quelle est la dimension du diaphragme Ω par rapport aux franges décrites plus haut. Les expressions (II.47) et (II.36) permettent de calculer les deux axes $2A_1$ et $2B_1$ de Ω :

$$(II.48) \quad 2A_1 = 2\sqrt{2} \left[\frac{K}{\mathcal{R}_0} \sqrt{\frac{\text{tg } \gamma_S}{\text{tg } \gamma_T}} \right]^{1/2}, \quad 2B_1 = 2\sqrt{2} \left[\frac{K}{\mathcal{R}_0} \sqrt{\frac{\text{tg } \gamma_T}{\text{tg } \gamma_S}} \right]^{1/2}$$

et la comparaison à (II.35) donne la valeur de Δ au bord de l'angle solide Ω , c'est-à-dire la valeur maximum de Δ pour le faisceau étendu utilisé. On trouve le

⁽¹⁴⁾ L'analogie avec le *spectrographe* est encore plus complète (lorsque la limite de résolution de la plaque est considérée comme négligeable, ce qui est un cas théorique), la fonction d'appareil étant une figure de diffraction et la fonction fente étant rectangulaire. Les courbes de la figure 14 sont donc *identiques* à celles obtenues dans ce cas par P. Jacquinet & C. Dufour [1].

résultat simple $\Delta_{\max} = \pm \lambda$ pour $x = \pm L/2$, c'est-à-dire pour des rayons atteignant les bords des disperseurs. Ceci signifie que, l'interféromètre étant réglé sur une radiation σ_1 et éclairé par σ_1 , la différence de marche entre les faisceaux étant telle qu'il y ait maximum de lumière transmise pour les rayons principaux, le bord du diaphragme E coïncidera avec la première frange elliptique brillante visible du bord des disperseurs, lorsque ces franges sont examinées par la méthode exposée plus haut.

4. **Comparaison du s.i.s.a.m. au spectromètre classique.** — Nous nous proposons ici de comparer la luminosité et la résolution du spectromètre classique et du s.i.s.a.m., équipés du même disperseur.

Le calcul que nous venons de faire a déterminé sans ambiguïté les meilleures conditions d'utilisation du s.i.s.a.m. Par contre une comparaison au spectromètre classique ne peut être qu'assez arbitraire et ceci pour deux raisons.

a) Si, grâce à l'emploi du diaphragme en losange, les fonctions d'appareil *théoriques* peuvent être identiques pour les deux instruments, les fonctions d'appareil *réelles* sont par contre toujours différentes, l'une étant obtenue par un produit de composition avec une fonction triangulaire, l'autre avec une fonction rectangulaire. La comparaison ne pourra reposer que sur la résolution \mathcal{R} , définie par la convention de prendre pour limite de résolution la largeur du maximum central à la hauteur 0,404.

b) Les meilleures conditions d'utilisation sont très différentes. Pour le s.i.s.a.m. nous avons vu qu'elles se situent très près à la fois de la résolution théorique ($\mathcal{R} = 0,8 \mathcal{R}_0$) et de la luminosité géométrique ($\tau = 0,82$). Pour le spectromètre classique il n'y a pas exactement de *meilleures* conditions (puisque $\mathcal{L} \times \mathcal{R}$ tend vers une limite et non vers un maximum) mais il y en a assurément de *plus mauvaises*, situées précisément au voisinage de la résolution théorique. La figure 4 montre que pour obtenir $\mathcal{R} = 0,8 \mathcal{R}_0$ avec le spectromètre classique il faut choisir $u = 0,64$ et que, dans ces conditions, $\tau(u) = 0,55$, $\mathcal{L}_r = 0,35$ et $\mathcal{L}_r \times (\mathcal{R}/\mathcal{R}_0) = 0,2$, c'est-à-dire que l'on n'utilise en somme qu'un quart des « possibilités » de l'instrument.

Par convention nous appellerons G_Ω le gain d'angle solide et G_U le gain d'étendue d'un s.i.s.a.m. par rapport à un spectromètre classique utilisant le même disperseur, les conditions réduites étant dans les deux cas les mêmes (même valeur de u), donc à résolutions différentes. La comparaison de (II.47) et de (II.17) donne ⁽¹⁵⁾

$$(II.49) \quad G_\Omega = \frac{2 \pi K}{\mathcal{D} \beta} = \frac{\pi}{\beta} \frac{1}{\sqrt{\text{tg } \gamma_S \text{ tg } \gamma_T}}.$$

Le gain d'étendue G_U est évidemment égal à $G_\Omega/2$ si l'emploi du losange fait perdre la moitié de la face utile.

Le gain de luminosité du s.i.s.a.m. par rapport au spectromètre classique, défini comme le rapport du flux modulé par le s.i.s.a.m. au flux transmis par le

⁽¹⁵⁾ L'expression (II.17) $\Omega \mathcal{R} = \mathcal{D} \beta$, obtenue en faisant $\mathcal{R} = \mathcal{R}_0/u$ et en négligeant la diffraction, permet en effet de trouver l'angle solide Ω correspondant aux conditions réduites $u = 1$, $\Omega \mathcal{R}_0 = \mathcal{D} \beta$, ce qui ne signifie naturellement pas que l'on obtienne $\mathcal{R} = \mathcal{R}_0$ dans ces conditions, pas plus qu'avec l'expression (II.47).

spectromètre classique à *résolution égale* (donc à valeurs différentes de u), peut se mettre sous la forme

$$(II.50) \quad G_{\mathcal{L}} = G_U \omega(\mathcal{R}/\mathcal{R}_0),$$

$\omega(\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)$ étant un coefficient numérique tenant compte des valeurs différentes de u pour les deux appareils et des coefficients $\tau(u)$ différents. Sa variation est donnée par la figure 15. On voit qu'il est de l'ordre de 3 dans la région d'utilisation pratique du s.i.s.a.m. ; il deviendrait inférieur à 1 pour des résolutions \mathcal{R} très inférieures à \mathcal{R}_0 .

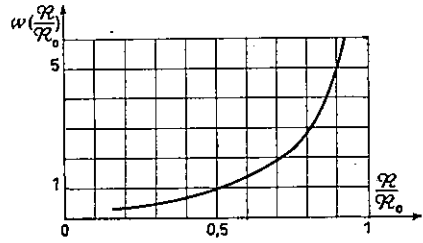


FIG. 15. — Variation du facteur $\omega(\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)$.

La conclusion générale de cette comparaison est la suivante : le s.i.s.a.m. présente l'avantage d'un gain d'étendue G_U considérable et de meilleures conditions d'utilisation situées au voisinage de la résolution théorique ; par contre, le spectromètre classique a celui d'une luminosité facilement réglable (aux dépens de la résolution) lorsqu'on se contente de résolutions très inférieures à la valeur maximum théorique.

III. Propriétés des différents types de disperseurs dans un s.i.s.a.m.

Grâce aux résultats généraux obtenus au précédent chapitre cette étude se ramènera à la détermination du facteur K . Nous envisagerons successivement les cas des réseaux et des prismes, puis celui de combinaisons spécialement conçues en vue de leur emploi dans un s.i.s.a.m. : prismes à vision directe et réseaux compensés par des prismes. Enfin nous décrirons un dispositif adapté à l'étude de l'infrarouge lointain, ne comportant pas de lame séparatrice. Nous discuterons rapidement, dans chaque cas, les applications possibles.

1. Réseaux. — 1. Calcul de K . — La figure 16 montre l'ensemble de l'interféromètre et la position de l'image R'_2 du réseau R_2 relativement au réseau R_1 . R'_2 coupe R_1 en son milieu O ; les axes de rotation sont placés en O , parallèlement aux traits des réseaux. L'angle d'incidence des rayons principaux est i_1 sur les deux réseaux qui font un angle $2i_1$. Un rayon secondaire quelconque I rencontre les réseaux en B_1, B_2 et donne deux émergents I_1, I_2 . Les surfaces focales sont confondues avec les réseaux (un réseau est stigmatique pour un point de sa sur-

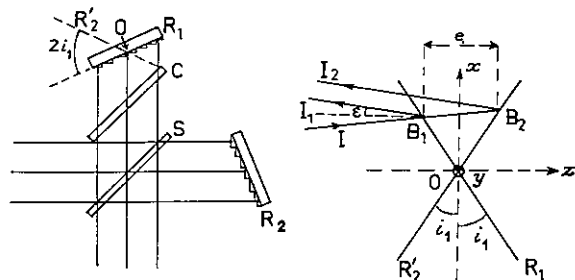


FIG. 16. — S. i. s. a. m. à réseaux.

face). Donc $\gamma_S = \gamma_T = i_1$; les franges d'égale inclinaison sont des circonférences et Ω doit être circulaire.

Le calcul de la dispersion donne $\mathcal{D} = \sigma(\partial\alpha/\partial\sigma) = -2 \operatorname{tg} i_1$ d'où l'on tire

$$(III.1) \quad K = 1, \quad \Omega \mathcal{R}_0 = 2\pi \quad \text{et} \quad G_\Omega = \frac{\pi}{\beta \operatorname{tg} i_1}.$$

Remarque. — Dans le cas particulier de l'interféromètre à réseaux l'expression générale (II.34) de Δ prend la forme $\Delta = 2x\varepsilon^2 \operatorname{tg} i_1$, ε étant l'angle du rayon incident par rapport à Oz. Ce résultat se démontre immédiatement en considérant la figure 16; les deux rayons émergents I_1, I_2 peuvent être considérés comme parallèles (en négligeant des termes en ε^2 , qui n'introduisent sur la valeur de la différence de marche que des erreurs de l'ordre de ε^3); la variation de la différence de marche avec ε est donc la même qu'avec une lame à faces parallèles d'épaisseur $e = 2x \operatorname{tg} i_1$.

2. *Applications.* — En principe toutes les résolutions accessibles aux réseaux et tous les domaines de longueurs d'onde peuvent être étudiés avec l'interféromètre à réseaux. Nous verrons que la présence de lumière parasite réduit fortement le gain que l'on peut attendre du s.i.s.a.m. ailleurs que dans l'infrarouge; d'autre part la combinaison d'un prisme et d'un réseau, étudiée plus loin, permet d'obtenir un facteur K beaucoup plus grand, donc un gain important de luminosité utile pour l'étude de très faibles sources d'infrarouge (spectres d'émission). Le domaine de l'interféromètre à réseaux paraît donc être surtout celui de l'*absorption infrarouge*.

2. *Prismes.* — Les deux prismes d'angle A , dont le verre a un indice de réfraction n et une dispersion $\sigma(dn/d\sigma)$, sont disposés comme l'indique la figure 17. La position des surfaces focales Σ et \mathcal{C} se calcule sans difficultés au moyen des distances IB_S et IB_T ; on obtient

$$(III.2) \quad \operatorname{tg} \gamma_S = \frac{n^2 - 1}{n \sqrt{1 - n^2 \sin^2 A}} \sin A \quad \text{et} \quad \operatorname{tg} \gamma_T = \frac{n^2 - 1}{n \sqrt{1 - n^2 \sin^2 A}} \frac{\sin A}{\cos^2 A}.$$

Les franges d'égale incidence sont donc des ellipses dont le rapport des axes

$$(III.3) \quad a_1/b_1 = \cos A$$

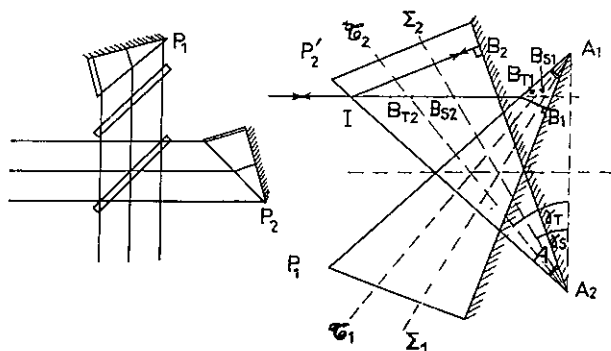


FIG. 17. — S. i. s. a. m. à prismes.

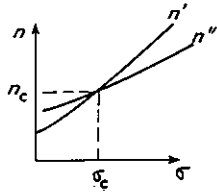


FIG. 18. Courbes de dispersion.

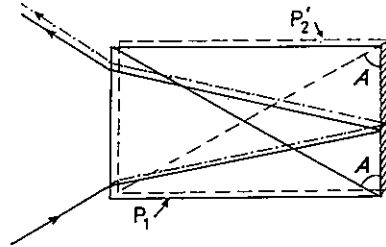


FIG. 19. — Situation relative des prismes et marche des rayons pour $\sigma = \sigma_c$.

est indépendant de n , donc de σ ; la forme du diaphragme Ω pourra donc rester constante au cours de l'exploration du spectre. Le petit axe est toujours situé dans le plan de section principale.

D'autre part

$$\mathcal{D} = \frac{2 \sin A}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 A}} \sigma \frac{dn}{d\sigma},$$

d'où l'on tire

$$(III.4) \quad K = \frac{n \cos A}{n^2 - 1} \sigma \frac{dn}{d\sigma} \quad \text{et} \quad G_{\Omega} = \frac{\pi}{\beta \operatorname{tg} A} \frac{n \sqrt{1 - n^2 \sin^2 A}}{n^2 - 1}.$$

Bien que le gain G_{Ω} soit du même ordre de grandeur qu'avec les réseaux, le coefficient K est nettement plus faible car $\sigma(dn/d\sigma)$ est toujours très inférieur à l'unité ; l'interféromètre à prismes présente donc par rapport à l'interféromètre à réseaux à peu près la même infériorité que le prisme par rapport au réseau. Il ne possède aucun intérêt pratique en raison de la possibilité de réaliser des systèmes compensés donnant des valeurs de K très supérieures. La discussion de ce cas simple était néanmoins nécessaire avant d'aborder celle de ces systèmes, plus complexes.

3. Prismes compensés. — 1. Description du système et calcul de K . — Sur les deux faisceaux sont placés deux prismes à vision directe identiques P_1 et P_2 . Chacun est constitué de deux prismes rectangles, d'angle A , collés par la face hypoténuse. Les indices des demi-prismes sont n' et n'' , voisins ; les dispersions $\sigma(dn'/d\sigma)$ et $\sigma(dn''/d\sigma)$ sont aussi différentes que possibles. Les courbes $n'(\sigma)$ et $n''(\sigma)$ se coupent pour un couple de valeurs (n_c, σ_c) de n et σ (fig. 18). Pour la radiation σ_c chaque prisme compensé est équivalent à une lame à faces parallèles d'épaisseur e , d'indice n_c . La figure 19 montre la situation relative de P_1 et de l'image

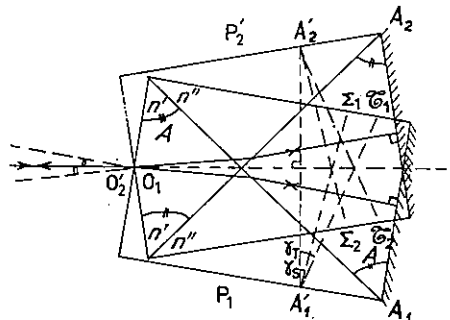


FIG. 20. — Situation relative des prismes et marche des rayons pour $\sigma \neq \sigma_c$.

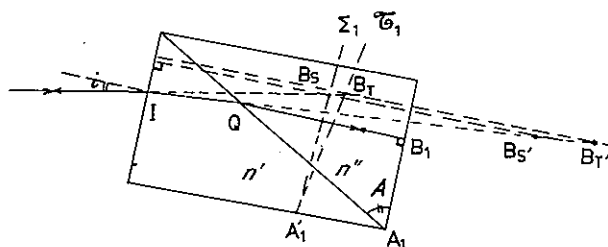
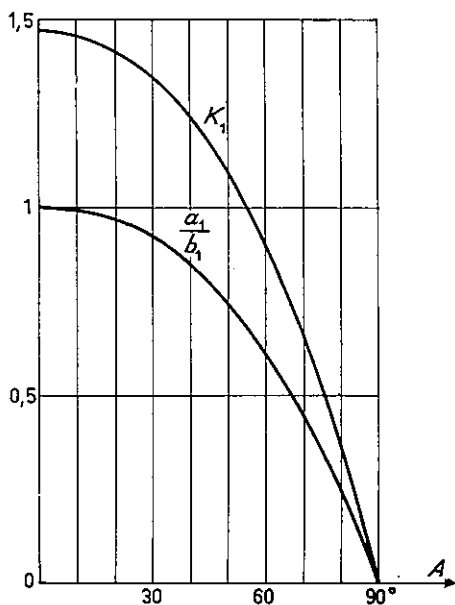


FIG. 21. — Position des surfaces focales.

FIG. 22. — Facteurs a_1/b_1 et K_1 pour $n_c = 1,6$.

P'_2 lorsque l'interféromètre est réglé sur σ_c . Les faces d'entrée et les faces réfléchissantes des prismes sont confondues (la figure les représente légèrement décalés pour plus de clarté). Un rayon incident quelconque donne deux émergents ayant effectué des trajets optiques identiques ; il y a compensation parfaite pour tous les rayons et l'angle solide utilisable est donc égal à 2π , quelle que soit la résolution. Nous dirons que σ_c est la radiation de compensation. L'exploration du spectre se fait, comme pour les systèmes précédents, par rotation des deux prismes simultanément autour d'axes O_1, O'_2 confondus, situés dans le plan de symétrie, mais dont la position n'est pas imposée ; si les prismes sont très épais il est préférable de placer les axes au voisinage de la face d'entrée (fig. 20), ce qui causera le moindre silhouettage des faisceaux. Cet

effet restera d'ailleurs toujours faible, les angles de rotation étant petits.

Pour obtenir la position des surfaces focales nous considérerons la différence des indices $\Delta n = n' - n''$ comme un infiniment petit du premier ordre ; en effet le système ne doit être utilisé qu'au voisinage de σ_c . Dans ces conditions l'angle de rotation i des prismes (fig. 21), γ_S et γ_T sont aussi des infiniment petits du premier ordre. Seule la face hypoténuse des prismes introduit de l'astigmatisme, l'angle d'incidence y étant fini, mais la déviation en Q est encore infiniment petite. On calculera successivement la position des focales-images B'_S et B'_T du point B après la réfraction du rayon en Q, puis celle des images B_S et B_T que la face d'entrée donne de B'_S et B'_T . On obtient ainsi

$$(III.5) \quad \gamma_S = (n_c^2 + 1) \frac{\Delta n}{n_c^2} \operatorname{tg} A, \quad \gamma_T = \frac{(n_c^2 - 1) \cos^2 A + 2 \frac{\Delta n}{n_c^2} \operatorname{tg} A}{\cos^2 A} \operatorname{tg} A \dots$$

Les franges d'égale incidence sont encore des ellipses dont le rapport des axes,

$$(III.6) \quad \frac{a_1}{b_1} = \cos A \sqrt{\frac{n_c^2 + 1}{(n_c^2 - 1) \cos^2 A + 2}},$$

est encore indépendant de Δn , donc de σ . La figure 22 indique les valeurs de ce rapport suivant l'angle A choisi pour $n_c = 1,6$.

En assimilant les courbes $n'(\sigma)$ et $n''(\sigma)$ à des droites au voisinage de σ_c , la différence des indices peut s'écrire

$$(III.7) \quad \Delta n = \left(\sigma \frac{dn'}{d\sigma} - \sigma \frac{dn''}{d\sigma} \right) \frac{\sigma_1 - \sigma_c}{\sigma_c},$$

d'où l'on tire

$$2 \sqrt{\text{tg } \gamma_S \text{ tg } \gamma_T} = \frac{2 \sqrt{n_c^2 + 1} \sqrt{(n_c^2 - 1) \cos^2 A + 2}}{n_c^2 \cos A} \text{tg } A \left(\sigma \frac{dn'}{d\sigma} - \sigma \frac{dn''}{d\sigma} \right) \frac{\sigma_1 - \sigma_c}{\sigma_c}.$$

D'autre part

$$\mathcal{D} = \sigma \frac{d\alpha}{d\sigma} = 2 \text{tg } A \left(\sigma \frac{dn'}{d\sigma} - \sigma \frac{dn''}{d\sigma} \right),$$

d'où

$$(III.8) \quad K = \frac{n_c^2 \cos A}{\sqrt{n_c^2 + 1} \sqrt{(n_c^2 - 1) \cos^2 A + 2}} \frac{\sigma_c}{\sigma_1 - \sigma_c}.$$

On voit que le facteur K ne dépend pas des dispersions ; en revanche la résolution

$$\mathcal{R}_0 = \frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{2e}{\lambda} \left(\sigma \frac{dn'}{d\sigma} - \sigma \frac{dn''}{d\sigma} \right)$$

en dépend évidemment. Le facteur K tend vers l'infini lorsque $\sigma \rightarrow \sigma_c$; il reste d'autant plus grand que l'écart à la longueur d'onde de compensation est plus petit. Pour explorer un domaine spectral $\Delta\sigma$ contenant $M = \Delta\sigma/\delta\sigma_0$ éléments spectraux il y a intérêt à choisir σ_c au milieu de $\Delta\sigma$: la valeur maximum prise par $|\sigma_1 - \sigma_c|$ au cours de l'exploration sera $\Delta\sigma/2$; la valeur minimum de K (aux deux extrémités de $\Delta\sigma$) sera $K = K_1 \sigma_c / \Delta\sigma$ en posant

$$(III.9) \quad K_1 = \frac{2 n_c^2 \cos A}{\sqrt{n_c^2 + 1} \sqrt{(n_c^2 - 1) \cos^2 A + 2}}.$$

Les valeurs du facteur K_1 en fonction de A sont données par la figure 22 pour $n_c = 1,6$. On voit qu'il est de l'ordre de l'unité pour les valeurs utiles de A .

La relation fondamentale (II.47) peut maintenant s'écrire

$$(III.10) \quad \Omega \mathcal{R}_0 = 2 \pi K_1 \frac{\sigma_c}{\Delta\sigma} \quad \text{ou} \quad \Omega M = 2 \pi K_1.$$

L'invariant caractéristique du disperseur est maintenant le produit de l'angle solide par le nombre d'éléments spectraux explorés, c'est-à-dire le nombre d'informations indépendantes que l'on peut extraire de l'enregistrement. D'un point de vue pratique on voit qu'un gain d'angle solide $K = K_1 \sigma_c / \Delta \sigma = K_1 \mathcal{R}_0 / M$, qui peut être considérable, est obtenu par rapport à l'interféromètre à réseaux. L'emploi d'un prisme compensé du type envisagé n'ayant pas d'intérêt dans un spectromètre à fentes, l'expression du gain G_Ω (qui serait très élevé) ne présente guère de signification.

2. Discussion. — a) *Limites de validité de (III.10).* — L'expression (III.10) peut conduire à des valeurs de Ω très grandes lorsque $\Delta \sigma / \sigma_c \ll 1$. Or l'expression (II.34) de Δ a été obtenue en supposant des rayons peu inclinés sur les rayons principaux, plus exactement en négligeant les termes d'ordres supérieurs à 2 de la variation de la différence de marche avec l'incidence. Mais l'étude préalable que nous avons faite du cas $\sigma_1 = \sigma_c$ montre que, dans ce cas, les termes d'ordre supérieur s'annulent en même temps que ceux d'ordre 2; l'approximation reste donc valable. Quant au fait que Ω tend vers l'infini et non vers 2π lorsque $\sigma \rightarrow \sigma_c$, il provient de ce que l'expression générale (II.47) $\Omega \mathcal{R}_0 = 2\pi K$ a été obtenue en tolérant $\Delta = \lambda$ pour les rayons les plus inclinés du faisceau. Or cette condition ne peut plus être satisfaite pour $\sigma_1 = \sigma_c$ puisque $\Delta \equiv 0$ quel que soit le rayon. L'expression (III.10) perd donc toute signification lorsqu'elle conduit à $\Omega > 2\pi$. Pratiquement il n'est d'ailleurs pas question d'approcher de $\Omega = 2\pi$ et ceci pour deux raisons.

D'une part il est nécessaire, pour obtenir la modulation, de faire varier la différence de marche entre les faisceaux; quel que soit le procédé employé cela conduit à déplacer en profondeur l'image P'_2 par rapport à P_1 , donc Σ_2, \mathcal{C}_2 par rapport à Σ_1, \mathcal{C}_1 , qui ne peuvent ainsi rester confondues, donc à réduire Ω . Ce point sera discuté en détails au cours de l'étude de la modulation (§ V.1.I).

D'autre part la présence de la lame séparatrice limite évidemment Ω à une certaine valeur Ω_{\max} . Avec la construction la plus ramassée possible on peut faire accepter à un interféromètre de Michelson des rayons inclinés d'environ 45° par rapport au rayon moyen, ce qui correspond approximativement à $\Omega_{\max} = 2$. Mais cette valeur correspond à des conditions acrobatiques difficilement réalisables; il semble plus prudent d'admettre que la limite pratique sera de l'ordre de $2\pi/10$. Il n'en reste pas moins qu'il s'agit là de valeurs énormes par rapport à celles qui sont usuelles en spectrométrie.

b) *Corrections dues à la variation de la fonction d'appareil.* — L'exploration d'un domaine $\Delta\sigma$, symétrique par rapport à σ_c , se fera avec un diaphragme E d'ouverture constante Ω , déterminée par (III.10). Comme K variera au cours de l'exploration la valeur de u , définie par (II.43) $u = (\Omega/2\pi)(\mathcal{R}_0/K)$ variera également, ainsi que $\mathcal{R}/\mathcal{R}_0$ et $\tau(u)$. Les courbes représentant la variation de $\mathcal{R}/\mathcal{R}_0$ et de τ en fonction de l'écart à σ_c (fig. 23) reproduisent simplement celles de la figure 14 où la variable était u . Il y aura donc lieu de faire de petites corrections de hauteur et de largeur des raies, variables avec la position de celles-ci dans le spectre.

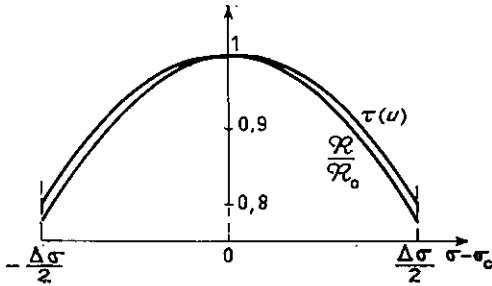


Fig. 23. — Variations de $\mathcal{R}/\mathcal{R}_0$ et de $\tau(u)$ à l'intérieur du domaine spectral exploré.

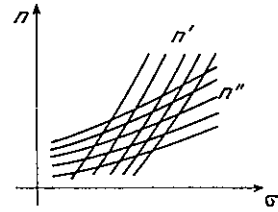


Fig. 24. — Réseau des courbes $n(\sigma)$ pour deux familles de verres.

3. Applications. — Nous avons vu qu'un gain d'angle solide important ne peut être obtenu que dans un domaine spectral assez étroit. Il est donc nécessaire de disposer d'un grand choix de substances à haute et basse dispersions et d'indices différents pour pouvoir choisir pratiquement à volonté la longueur d'onde de compensation. Ceci n'est possible que dans le domaine de transparence du verre, c'est-à-dire dans le visible et l'infrarouge proche. Dans le visible les courbes d'indice des verres d'un même type (1) sont approximativement parallèles ; il en est de même pour un type (2) (fig. 24) ; les deux faisceaux de courbes donnent un grand nombre de points d'intersection. A titre d'exemple signalons qu'il est possible, en considérant seulement deux types de verres (baryum-crown dense et flint dense, catalogue Parra-Mantois) de trouver à peu près un point d'intersection tous les 100 cm^{-1} dans la région comprise entre 21 000 et 23 000 cm^{-1} (celle des spectres Raman excités par la raie bleue du mercure). Dans le proche infrarouge il en est probablement de même, mais il est difficile d'en juger, les catalogues ne donnant les indices que pour un très petit nombre de verres. De plus la dispersion des verres y est très faible.

D'autre part les résolutions accessibles à l'interféromètre à prismes compensés paraissent assez limitées. En effet, pour les types de verres mentionnés plus haut, le rapport $\sigma(dn''/d\sigma)/\sigma(dn'/d\sigma)$ est de l'ordre de 2/3, c'est-à-dire que la présence du verre à faible dispersion fait perdre les 2/3 du pouvoir de résolution que l'on obtiendrait avec le verre à haute dispersion seul ou encore que les prismes doivent être, à résolution égale, 3 fois plus épais que des prismes simples. Malgré la possibilité de réaliser des prismes à plusieurs éléments (fig. 25), il semble que l'appareil doit être réservé aux résolutions moyennes (de l'ordre de 10^4). Nous donnerons plus loin quelques détails sur la réalisation d'un appareil muni de prismes de 10 cm d'épaisseur, donnant $\mathcal{R}_0 = 16\ 000$ vers 22 000 cm^{-1} .

Enfin nous avons déjà dit que la présence de lumière parasite non modulée n'intervenant que par son bruit réduit fortement, dans le visible, le gain que l'on peut attendre du s.i.s.a.m. qui ne peut rester intéressant que pour des spectres peu denses. Il semble, par

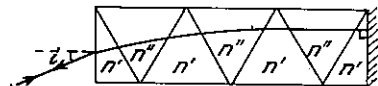


Fig. 25. — Prisme compensé à plusieurs éléments.

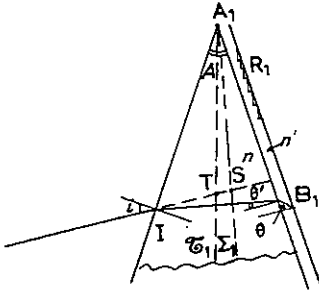


FIG. 26. — Réseau et prisme compensateur.

conséquent, que le domaine d'utilisation du s.i.s.a.m. à prismes compensés soit surtout l'effet Raman à basse ou moyenne résolution (jusqu'à 20 000). Pour des résolutions plus élevées ou dans l'infrarouge, même proche, le système à réseau compensé par un prisme que nous allons étudier ensuite paraît préférable.

Remarque : dispositif équivalent. — En plaçant sur les deux bras de l'interféromètre deux prismes simples P_1 et P_2 , de même angle, d'indices n' , n'' et de dispersions différentes, *symétriquement* par rapport à la lame séparatrice de sorte que P_1 et P_2'

soient *confondus* pour $\sigma_1 = \sigma_2$, on obtient un système de propriétés analogues et qui semble plus simple. Il diffère du précédent sur deux points.

a) Si l'on désire que la direction des rayons principaux reste fixe les lois de rotation des deux prismes sont différentes et la relation entre les deux n'est pas linéaire, donc de réalisation difficile. Ceci n'est pas nécessairement un inconvénient ; si $\Delta\sigma$ est très petit, Ω est très grand et l'on peut immobiliser un des prismes, l'exploration étant faite par rotation de l'autre. La direction des rayons principaux tourne alors d'un angle moitié ; il suffit que cette rotation soit petite par rapport au diamètre angulaire du diaphragme E pour qu'elle soit sans importance.

b) A résolution égale l'épaisseur des prismes doit évidemment être double de celle des prismes compensés, ce qui peut conduire à des angles A excessifs ; or on ne dépasse pas généralement 30° pour des prismes de ce type. Avec les prismes compensés l'angle A peut être quelconque, les pertes par réflexion sur l'hypoténuse étant négligeables. De même les défauts de cette surface importent relativement peu de sorte que le polissage des quatre surfaces supplémentaires n'est pas un inconvénient.

4. **Réseaux compensés par des prismes.** — Devant chaque réseau on met un prisme d'angle A (substance d'indice n , de dispersion σ $dn/d\sigma$). Le réseau est placé parallèlement à la deuxième face du prisme à une distance négligeable ; l'arête du prisme est parallèle aux traits du réseau (fig. 26). Soit θ l'angle d'incidence des rayons principaux sur le réseau, θ' l'angle correspondant dans le prisme. Le calcul de γ_S et γ_T est semblable à celui qui a été fait pour les prismes simples, avec l'angle θ (ou θ') comme variable supplémentaire. On obtient

$$(III.11) \quad \begin{aligned} \operatorname{tg} \gamma_S &= \frac{n \cos \theta' \sin i - \sin A}{n \cos \theta' \cos i}, \\ \operatorname{tg} \gamma_T &= \frac{n \cos \theta' \sin i - (\cos^2 i / \cos^2 r) \sin A}{n \cos \theta' \cos i}. \end{aligned}$$

La discussion complète de ces expressions serait difficile et ne permettrait pas de dégager les propriétés simples du système. Nous nous limiterons donc à une étude, en première approximation, des faibles angles d'incidence sur le réseau (c'est-à-

dire des réseaux à angle de « blaze » faible). Une deuxième approximation précisera ensuite les limites de validité des résultats obtenus.

1. Réseaux d'angle de « blaze » faible (première approximation). — Les angles θ' , θ , A et i sont des infiniment petits du premier ordre ; Σ et \mathfrak{C} sont confondues et les relations (III.11) s'écrivent

$$(III.12) \quad \gamma_S = \gamma_T = \gamma = \frac{n^2 - 1}{n} A - \theta .$$

Choisissons A tel que γ soit nul lorsque l'interféromètre est réglé sur une certaine radiation σ_c pour laquelle l'indice est n_c et l'incidence sur le réseau θ_c :

$$(III.13) \quad A = \frac{n_c}{n_c^2 - 1} \theta_c .$$

Lorsque le réglage est fait sur une radiation σ_1 différente, γ n'est pas nul, mais peut s'écrire, d'après (III.12), en remarquant que $\theta = \theta_c(\sigma_1/\sigma_c)$,

$$(III.14) \quad \gamma = \theta_c \frac{\sigma_1 - \sigma_c}{\sigma_c} .$$

Pour obtenir K il faut évaluer \mathcal{D} , ce qui se fait facilement à partir de \mathcal{R}_0 au moyen de la relation (II.5) $\mathcal{R}_0 = (L/\lambda)\mathcal{D}$ et de $\mathcal{R}_0 = d\mathfrak{C}/d\lambda$; on obtient ainsi

$$(III.15) \quad K = \left[1 - \frac{\sigma}{n} \frac{dn}{d\sigma} \right] \frac{\sigma_c}{\sigma_1 - \sigma_c} .$$

Le deuxième terme (toujours négatif) représente la contribution du prisme à la dispersion de l'ensemble. L'importance en sera toujours faible (de l'ordre de 10^{-1} à 10^{-2} suivant la dispersion de la substance). En le négligeant complètement on pourra écrire $K = \sigma_c/(\sigma_1 - \sigma_c)$, d'où l'on tire, en supposant encore σ_c choisi au milieu de l'intervalle spectral exploré $\Delta\sigma$,

$$(III.16) \quad \Omega \mathcal{R}_0 = 4 \pi \frac{\sigma_c}{\Delta\sigma} \quad \text{ou} \quad \Omega M = 4 \pi ,$$

relations analogues à celles obtenues pour les prismes compensés. On voit donc que le fait de placer un prisme devant le réseau fournit un gain

$$(III.17) \quad K = 2 \frac{\sigma_c}{\Delta\sigma} = 2 \frac{\mathcal{R}_0}{M} .$$

Notons que ces relations ne dépendent pas de l'indice du prisme, pas plus que le pouvoir de résolution

$$\mathcal{R}_0 = 2 \frac{L}{\lambda_c} \theta_c \left[1 - \frac{\sigma}{n} \frac{dn}{d\sigma} \right]$$

que l'on peut écrire avec la même approximation $\mathcal{R}_0 = 2(L/\lambda_c)\theta_c$.

2. *Discussion.* — Les propriétés de ce système sont donc analogues à celles du précédent, avec un avantage sérieux : la compensation obtenue dans l'ordre p pour une certaine radiation σ_c l'est également pour une série d'autres radiations $\sigma'_c, \sigma''_c, \dots$ correspondant à la même incidence sur le réseau dans les ordres p', p'', \dots , c'est-à-dire telles que $(^{16}) p/\sigma_c = p'/\sigma'_c = p''/\sigma''_c$.

Nous avons montré ailleurs [16] $(^{17})$ théoriquement et expérimentalement qu'un réseau échelle est utilisable pour explorer un domaine de longueurs d'onde aussi étendu qu'on le désire. Il gardera un rendement (rapport de l'énergie diffractée dans l'ordre utilisé à l'énergie incidente) compris entre 1 et 0,4, à condition de changer d'ordre pour certaines valeurs convenables de σ . Si $\sigma_B = N/2\sin\varphi$ (N , nombre de traits par centimètre) est la radiation renvoyée en montage de Littrow, dans le premier ordre, lorsque l'angle d'incidence θ est égal à l'angle de « blaze » φ , on peut montrer que le domaine explorable dans le premier ordre s'étend de $\sigma_B/2$ à $3\sigma_B/2$, dans le deuxième ordre de $3\sigma_B/2$ à $5\sigma_B/2$, etc. L'intervalle exploré est chaque fois égal à σ_B .

Grâce à cette propriété du réseau échelle il est possible de bénéficier de l'augmentation d'angle solide due au prisme dans un domaine spectral quelconque, c'est-à-dire de faire de l'interféromètre à réseaux compensés un appareil convenant pour l'étude d'un spectre d'étendue quelconque. Il suffit de choisir l'angle A du prisme tel que la compensation soit obtenue pour un angle d'incidence égal à l'angle de « blaze », c'est-à-dire tel que

$$(III.18) \quad A = \frac{n_c}{n_c^2 - 1} \varphi .$$

La radiation de compensation σ_c dans l'ordre p vaut donc $\sigma_c = p\sigma_B$ et le domaine spectral $\Delta\sigma$ à explorer de façon continue ne dépassera jamais σ_B . La relation (III.16) devient alors, en supposant $\Delta\sigma \ll \sigma_c/p$,

$$(III.19) \quad \Omega \mathcal{R}_0 \geq 4\pi p .$$

Le gain s'écrit maintenant $K \geq 2p$ et montre l'intérêt de travailler dans des ordres aussi élevés que possible $(^{18})$, ce qui rend naturellement plus difficile le problème de la séparation des ordres. Mais nous verrons (§ V.1) que le s.i.s.a.m. donne justement des possibilités nouvelles à cet égard.

$(^{16})$ En réalité, à cause de la dispersion du prisme $\sigma'_c, \sigma''_c, \dots$ n'obéissent pas rigoureusement à cette relation ; la différence est sans importance.

$(^{17})$ Cette question fera ultérieurement l'objet d'une étude plus détaillée par les mêmes auteurs [20].

$(^{18})$ Si l'on emploie des ordres p de plus en plus élevés, les faisceaux diffractés par le réseau dans les différents ordres (et des directions différentes) pour une même radiation incidente σ_i vont en se resserrant. Comme simultanément on peut augmenter Ω il arrive nécessairement que le diaphragme E finit par accepter non seulement les faisceaux diffractés dans l'ordre p mais aussi ceux des ordres $p+1$ et $p-1$, c'est-à-dire que le réseau est résolu (au sens de l'expérience d'Abbe) par le diaphragme. Les faisceaux diffractés par le réseau R_1 dans les ordres $p+1$ et $p-1$ sont très voisins de ceux diffractés par R_2 dans les ordres $p-1$ et $p+1$ respectivement lorsque l'interféromètre est réglé sur σ_i et peuvent interférer avec eux ; cet effet doit conduire à la formation de « ghosts », d'ailleurs faibles car parmi les faisceaux diffractés par un réseau échelle dans les ordres $p+1$ et $p-1$, l'un au moins est toujours très faible. Une discussion complète de l'intensité et de la position de ces « ghosts » n'est guère utile car le procédé décrit plus loin (§ VI.1.2) pour la réduction des « ghosts » dus aux erreurs périodiques doit aussi les réduire dans une très forte proportion.

Enfin un autre avantage du système à réseau compensé par un prisine est que le changement du prisme compensateur est une opération facile et relativement peu coûteuse. On peut ainsi changer la longueur d'onde de compensation.

Remarque. — On peut songer à utiliser un liquide d'immersion d'indice n' entre le prisme et le réseau. Il est facile de montrer que la valeur de K , donc celle du produit $\Omega \mathcal{R}_0$, n'est pas modifiée. En revanche \mathcal{R}_0 est, pour un même angle d'incidence θ_c , multiplié par n' . Comme θ_c ne peut être très différent de φ , il y a là un moyen de faire varier \mathcal{R}_0 , précieux pour le s.i.s.a.m. pour lequel \mathcal{R} est toujours voisin de \mathcal{R}_0 . On peut encore dire que tout se passe comme si l'angle de « blaze » était remplacé par un angle φ' tel que $\sin \varphi' = n' \sin \varphi$. Rappelons à ce propos que E. Hulthén & H. Neuhaus [17] ont montré expérimentalement que l'immersion de très bons réseaux dans des liquides de fort indice permet effectivement un accroissement de \mathcal{R}_0 .

3. Réseaux d'angle de « blaze » faible (deuxième approximation). — On développe les expressions (III.11) de $\text{tg } \gamma_S$ et $\text{tg } \gamma_T$ en conservant les termes de degré égal ou inférieur à 3 en θ , i , r et A . L'angle A sera encore déterminé par (III.13), c'est-à-dire choisi tel que les termes du premier ordre des développements de $\text{tg } \gamma_S$ et $\text{tg } \gamma_T$ soient nuls pour $\sigma = \sigma_c$. Comme $(\sigma_1 - \sigma_c)/\sigma_c$ est toujours petit, le résultat s'écrit, en négligeant un terme de l'ordre de $\theta^3(\sigma_1 - \sigma_c)/\sigma_c$,

$$(III.20) \quad \begin{aligned} \text{tg } \gamma_S &= \theta_c \frac{\sigma_1 - \sigma_c}{\sigma_c} - \frac{n_c^4 - 3n_c^2 + 2}{3n_c^2(n_c^2 - 1)^3} \theta_c^3, \\ \text{tg } \gamma_T &= \theta_c \frac{\sigma_1 - \sigma_c}{\sigma_c} - \frac{n_c^4 - 6n_c^2 + 5}{3n_c^2(n_c^2 - 1)^3} \theta_c^3. \end{aligned}$$

Les deux surfaces focales ne sont plus confondues mais présentent un écart

$$(III.21) \quad \gamma_T - \gamma_S = \frac{\theta_c^3}{n_c^2(n_c^2 - 1)^2}.$$

Il n'est plus possible d'obtenir une compensation parfaite, γ_S et γ_T ne pouvant s'annuler simultanément. La forme des franges d'égale inclinaison varie maintenant avec σ . Ce sont :

des droites parallèles au plan de section principale pour $\gamma_T = 0$, ce qui se produit lorsque $\sigma_1 = \sigma_T$ tel que

$$(III.22) \quad \frac{\sigma_T - \sigma_c}{\sigma_c} = \frac{n_c^4 - 6n_c^2 + 2}{3n_c^2(n_c^2 - 1)^3} \theta_c^2;$$

des droites perpendiculaires à ce plan pour $\gamma_S = 0$, c'est-à-dire $\sigma_1 = \sigma_S$ tel que

$$(III.23) \quad \frac{\sigma_S - \sigma_c}{\sigma_c} = \frac{n_c^4 - 3n_c^2 + 5}{3n_c^2(n_c^2 - 1)^3} \theta_c^2;$$

des hyperboles pour $\sigma_S > \sigma_1 > \sigma_T$ et des ellipses pour σ_1 extérieur à l'intervalle (σ_S, σ_T) . La valeur σ_c , qui est toujours comprise dans l'intervalle (σ_S, σ_T) ne pos-

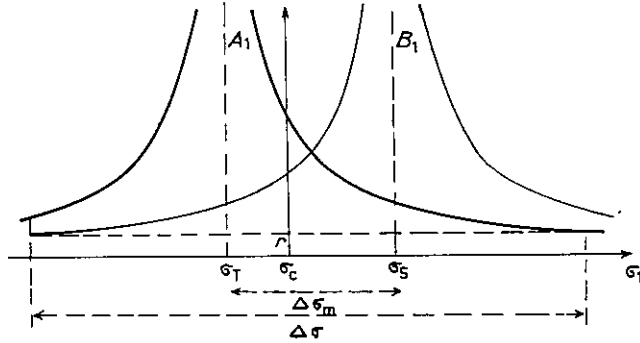


FIG. 27. — Variation à l'intérieur du domaine spectral étudié des axes de la conique limitant le diaphragme Ω idéal.

sède plus de propriétés particulières (ce qui vient simplement de la façon dont a été choisi l'angle A). Pour $\sigma_1 = \sigma_c$ les franges sont des hyperboles non équilatères. Nous appellerons $\Delta\sigma_m$ l'intervalle $\sigma_S - \sigma_T$ dont l'expression est simple :

$$(III.24) \quad \frac{\Delta\sigma_m}{\sigma_c} = \frac{\sigma_S - \sigma_T}{\sigma_c} = \frac{\theta_c^2}{n_c^2 (n_c^2 - 1)^2}.$$

Le diaphragme E idéal devrait maintenant avoir une forme variable au cours de l'exploration du spectre pour que le calcul général de la déformation de la fonction d'appareil soit encore valable. Il devrait être limité par une conique dont les demi-axes A_1 et B_1 donnés par (II.48) varieraient avec σ_1 comme l'indique la figure 27, ce qui est évidemment irréalisable. Pratiquement on se contentera d'utiliser un diaphragme *circulaire* dont le rayon r reste inférieur ou égal à A_1 et B_1 pour toutes les valeurs de σ_1 rencontrées dans l'intervalle $\Delta\sigma$ exploré. A condition que $\Delta\sigma \geq \Delta\sigma_m$ les expressions (III.16) et (III.19) qui permettent de déterminer Ω restent encore valables et les variations de $\tau(u)$ et de $\mathcal{R}/\mathcal{R}_0$ seront approximativement données par les courbes de la figure 23. Considérons en effet dans ces conditions les dimensions de la frange correspondant à $\Delta = \lambda$ par rapport au diaphragme Ω et leurs variations avec σ_1 . Aux deux extrémités du domaine spectral exploré la frange est pratiquement une circonférence de diamètre égal à celui du diaphragme Ω ; on se retrouve dans les conditions définies par $u = 1$ et correspondant à $\mathcal{R}/\mathcal{R}_0 = 0,8$. Dans la région centrale de $\Delta\sigma$ au contraire cette frange est une hyperbole mais elle délimite un domaine angulaire très grand par rapport à Ω ; la variation de la différence de marche avec l'incidence est donc négligeable à l'intérieur de Ω et l'élargissement de la fonction d'appareil reste négligeable précisément dans le domaine où son calcul serait très difficile.

Donc les résultats de l'étude du problème en première approximation [en particulier les relations (III.16) et (III.17)] restent valables à condition que l'on ne cherche pas à augmenter Ω au delà d'une valeur correspondant à un gain

$$(III.25) \quad K_{\max} = 2 \frac{\sigma_c}{\Delta\sigma_m} = \frac{2 n_c^2 (n_c^2 - 1)^2}{\theta_c^2}$$

qui est le *gain maximum* que l'on peut retirer de l'usage du prisme, quel que soit $\Delta\sigma$. On voit qu'il est intéressant d'augmenter le plus possible K_{\max} par l'emploi de prismes à haut indice. Ce n'est pas néanmoins une obligation, l'angle solide permis devant souvent être tellement grand qu'il sera limité par des considérations géométriques.

Remarque. — On peut songer à utiliser des prismes d'angle variable ⁽¹⁹⁾ (constitués par deux lentilles plan-convexe et plan-concave accolées). Ces prismes pourraient être réglés initialement, puis rester fixes pendant l'exploration ; dans ce cas ils donneraient simplement la possibilité de choisir σ_c . Mais si leur variation était synchronisée avec la rotation des réseaux (ce qui représenterait une assez grosse complication mécanique) il serait possible de conserver la compensation de l'interféromètre dans un domaine spectral quelconque ; la relation (III.16) serait alors remplacée par

$$(III.26) \quad \Omega \mathcal{R}_0 = 2 \pi K_{\max} .$$

4. *Réseaux d'angle de « blaze » quelconque.* — Toutes les considérations précédentes restent qualitativement valables ; les valeurs de σ_S , σ_T et $\Delta\sigma_m$ restent encore approximativement données par les mêmes relations ; mais il est préférable de les déterminer directement par calcul numérique à partir des expressions générales (III.11) de $\text{tg } \gamma_S$ et $\text{tg } \gamma_T$. L'expression (III.25) fait prévoir que K_{\max} diminue considérablement (approximativement comme $1/\theta_c^2$). C'est surtout dans ce cas que l'emploi de matériaux à fort indice est recommandé. Sans parler du germanium ($n = 4,1$) dont il n'est pas possible actuellement de faire des prismes de grandes dimensions, mentionnons la possibilité d'utiliser les nouveaux verres au trisulfure d'arsenic ($n = 2,5$ et $K_{\max} = 340/\theta_c^2 \simeq 340/\varphi^2$ pour un réseau d'angle de « blaze » φ), si toutefois leur homogénéité est suffisante et si les difficultés de réglage causées par leur opacité dans le visible peuvent être résolues. Il serait alors possible d'obtenir un gain encore très important pour des angles de « blaze » quelconques.

5. *Domaine d'utilisation.* — L'emploi du système à prisme et réseau paraît destiné à prolonger celui des prismes compensés vers les hautes résolutions ou les grandes longueurs d'onde. Il serait utile pour des problèmes tels que l'effet Raman à haute résolution ($\mathcal{R}_0 \simeq 50\,000$) ou pour de faibles émissions infrarouges.

5. *Interféromètre à réseau séparateur.* — Ce dispositif, assez nettement différent de tous les précédents, ne présente d'intérêt particulier que dans l'infrarouge lointain, région où il est difficile de réaliser des lames séparatrice et compensatrice de bonne transparence ⁽²⁰⁾. Il utilise un réseau à la fois comme disperser (comme les autres types de s.i.s.a.m.) et comme séparateur-mélangeur de faisceaux. Ses propriétés de résolution et d'étendue sont tout à fait comparables à celles du

⁽¹⁹⁾ ou encore un double diasporamètre, comme cela a été fait récemment par C. Viénot [58] dans un interféromètre de Michelson.

⁽²⁰⁾ Ce serait, semble-t-il, surtout le cas dans la région comprise entre 50 et 100 μ . Au delà de 100 μ des lames de quartz cristallin de quelques millimètres d'épaisseur redeviendraient utilisables.

s.i.s.a.m. à réseau. Mais le mode de production des interférences est assez différent et nécessite des explications particulières.

1. Principe. — Un réseau R, dont les facettes ont un profil symétrique, reçoit un faisceau de rayons normaux (fig. 28). L'énergie incidente se trouve répartie symétriquement en une série de faisceaux correspondant aux ordres $0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Deux miroirs plans M_1 et M_2 reçoivent les faisceaux émergents dans les ordres les plus intenses $\pm p$; l'incidence est normale pour une certaine radiation σ_1 (qui a quitté le réseau sous des angles $\pm i_1$). Les rayons réfléchis par les miroirs sont renvoyés sur eux-mêmes (pour la radiation σ_1 seulement) et sont reçus à nouveau par le réseau; les deux faisceaux sont alors mélangés et interfèrent; leur énergie se répartit à nouveau entre les mêmes ordres $0, \pm 1, \dots$. Cette nouvelle répartition est fonction de la différence de marche entre les faisceaux; si celle-ci varie proportionnellement au temps, l'énergie contenue dans un faisceau émergent donné est modulée, et ceci seulement pour la radiation σ_1 , comme dans les autres types de s.i.s.a.m.

Le fonctionnement du réseau, lors des premier et deuxième passages de la lumière, est comparable à celui d'une lame semi-transparente, qui donnerait non pas seulement deux faisceaux émergents (transmis et réfléchi) mais plusieurs. On peut le montrer en considérant qu'à un plan d'onde incident correspond, dans chaque faisceau pris individuellement, un plan d'onde émergent qui a en quelque sorte « oublié » la structure périodique du réseau. Après le deuxième passage sur le réseau, une telle onde provenant du faisceau (1) peut interférer avec l'onde symétrique provenant de (2) et l'énergie se trouve répartie entre les différentes directions de propagation possibles (c'est-à-dire les différents ordres du réseau) d'une façon qui dépend de la différence de marche entre les deux ondes interférentes. De même après le mélange des deux faisceaux interférents lors du deuxième passage sur la lame dite séparatrice d'un interféromètre de Michelson, l'énergie se partage entre les deux faisceaux transmis et réfléchi d'une façon qui dépend de la différence de marche entre les deux faisceaux.

On peut encore considérer le réseau comme l'équivalent d'un réseau lamellaire par réflexion à profondeur de traits variable ⁽²¹⁾. On sait qu'avec un réseau de ce type l'énergie réfléchie est concentrée dans l'ordre 0 (c'est-à-dire que le réseau est équivalent à un miroir) lorsque la profondeur des traits est égale à $k\lambda/2$, dans l'ensemble des ordres impairs lorsqu'elle vaut $(2k + 1)\lambda/4$. L'opération équivalant à la variation de la profondeur des traits est ici le changement de la longueur optique de l'un des faisceaux.

Précisons maintenant les conditions de fonctionnement de l'appareil. L'exploration du spectre (par variation de σ_1) se fait par rotation de M_1 et M_2 en sens inverses, en principe autour d'un axe situé en O. En pratique on peut sans inconvénients utiliser des axes en O_1 et O_2 à condition que la largeur des miroirs soit

⁽²¹⁾ Plusieurs réseaux de ce type ont été réalisés par J. Strong et ses collaborateurs [18, 19] et utilisés comme interféromètres à deux ondes dans l'infrarouge lointain, pour la mise en œuvre de la méthode par transformation de Fourier. Bien que le mode de production des interférences soit comparable (l'énergie est réfléchie alternativement dans l'ordre 0 et dans les ordres impairs), l'utilisation de l'appareil (qui n'est pas un disperser) est totalement différente.

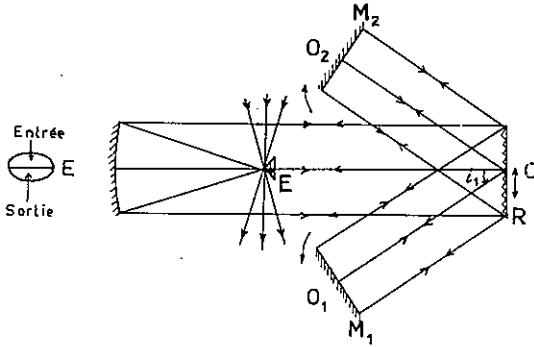
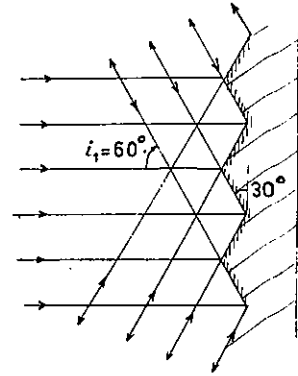


FIG. 28. — S. i. s. a. m. à réseau séparateur.

FIG. 29. — Situation des faisceaux élémentaires dans le cas $\varphi = 30^\circ$, $i_1 = 60^\circ$.

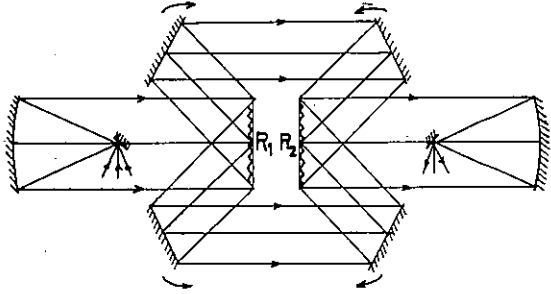
suffisante pour ne pas limiter les faisceaux. La variation de la différence de marche peut être obtenue soit par translation de M_1 ou M_2 normalement à leur plan (ce qui serait d'une réalisation difficile, ces miroirs devant d'autre part posséder un mouvement de rotation), soit beaucoup plus aisément par translation du réseau *dans son plan*, normalement aux traits. Lorsque le réseau se déplace d'une largeur égale à sa période, la longueur optique de l'un des faisceaux augmente de $2p\lambda$, celle de l'autre de $-2p\lambda$; on fait donc défiler $4p$ franges, c'est-à-dire que l'on obtient $4p$ périodes de la modulation.

Le seul faisceau émergent qu'il soit facile de recueillir et pour lequel le rendement de l'appareil soit acceptable est l'ordre 0. On peut le séparer du faisceau entrant en leur consacrant à chacun une moitié du diaphragme E; ceci cause naturellement une perte de la moitié de l'angle solide utilisable.

2. *Rendement du système.* — Cette question est délicate et ne pourrait être traitée complètement qu'en utilisant des résultats généraux de la théorie du rendement des réseaux [20], non encore publiés. Nous nous contenterons d'indiquer quelques résultats.

a) *Cas le plus favorable:* $\varphi = 30^\circ$. — Supposons les facettes du réseau inclinées de 30° sur la surface initiale (fig. 29) et considérons tout d'abord le cas d'une radiation σ_B telle que $i_1 = 60^\circ$ (dans un certain ordre). Les rayons émergents se trouvent précisément dans la situation de réflexion spéculaire sur les facettes; les faisceaux élémentaires réfléchis sur chaque facette forment un faisceau diffracté sans lacunes. La situation est comparable à celle d'un réseau échelle utilisé dans le « blaze ». On en déduit que la totalité de l'énergie se retrouve dans les seuls ordres $\pm p$; ce réseau se comporte effectivement comme une lame séparatrice pour laquelle les facteurs de réflexion et de transmission seraient de 50%. Il en est de même lors du deuxième passage sur le réseau; la *totalité* de l'énergie reçue par l'interféromètre se retrouve donc alternativement dans le faisceau sortant sous

FIG. 31.
Dispositif à deux réseaux.



D'autre part le réseau R donne, des miroirs M_1 et M_2 , des surfaces focales images $\Sigma_1, \Gamma_1, \Sigma_2, \Gamma_2$ et l'on obtient

$$(III.28) \quad \text{tg } \gamma_S = \sin i_1, \quad \text{tg } \gamma_T = \frac{\sin i_1}{\cos^2 i_1}, \quad \frac{a_1}{b_1} = \cos i_1,$$

ce qui signifie encore que Ω est elliptique et que le petit axe se trouve dans le plan de section principale. Enfin

$$(III.29) \quad K = \cos i_1 \quad \text{et} \quad \Omega \mathcal{R}_0 = 2 \pi \cos i_1.$$

L'angle solide utilisable est donc, à résolution égale, plus petit qu'avec l'interféromètre à lame semi-transparente utilisant deux réseaux sous l'angle d'incidence i_1 . Mais comme le réseau est employé sous l'incidence normale, la section droite du faisceau est, à surface du réseau égale, multipliée par $\cos i_1$. A cause de la perte de la moitié de l'angle solide, causée par le partage du diaphragme, l'étendue utilisable est finalement la *moitié* de celle de l'interféromètre à lame semi-transparente.

Remarque. — Le dispositif équivalent représenté par la figure 31 ne possède pas cet inconvénient. Il utilise deux réseaux pour la séparation et la recombinaison des faisceaux ; c'est donc l'équivalent d'un interféromètre de Mach-Zehnder. Toutes ses propriétés (résolution, angle solide, rendement) sont identiques à celles du système précédent, mais la totalité de Ω est effectivement utilisable. Comme le gain d'un facteur 2 sur l'étendue est obtenu au prix de l'emploi de deux réseaux et d'un notable accroissement de l'encombrement et de la complexité, ce dispositif ne paraît pas préférable au précédent. Nous le mentionnons surtout parce que la seule vérification expérimentale des considérations précédentes que nous ayons pu faire l'a été au moyen d'un interféromètre de ce type (§ VII.2).

4. *Applications.* — L'utilité de l'interféromètre à réseau séparateur est liée à celle du s.i.s.a.m. en général dans l'infrarouge lointain. Cette question ne pourra être traitée qu'au chapitre suivant lorsque les facteurs relatifs aux récepteurs auront été examinés. Mentionnons seulement l'essentiel du résultat : tandis que le s.i.s.a.m. conserve un avantage important par rapport au spectromètre classique, par contre l'application de la méthode par transformation de Fourier, qui

a déjà, dans cette région, donné de remarquables résultats [19, 21], permet d'espérer des gains encore plus élevés. Il n'est donc pas certain que la réalisation de réseaux spéciaux (bien qu'elle ne présente certainement pas de difficultés) soit justifiée.

IV. Gain pratique retiré de l'emploi du s.i.s.a.m. Influence de la nature du récepteur

1. **Considérations générales.** — Ayant établi la valeur du gain de luminosité que peut donner le s.i.s.a.m. comparé au spectromètre classique, nous nous proposons de montrer ici comment ce gain peut être exploité, en tenant compte des propriétés des récepteurs, ce qui nous conduira à distinguer deux cas très différents : ceux des spectres infrarouge et visible.

Nous avons rappelé dans l'introduction comment sont liés les facteurs résolution, rapidité, rapport signal/bruit et luminance de la source. L'emploi du s.i.s.a.m. peut se traduire soit par une augmentation des trois premières quantités, soit par une réduction de la dernière. Dans la plupart des problèmes pratiques on cherchera à obtenir des gains sur plusieurs de ces facteurs simultanément ; l'expression du facteur de mérite permet en principe de les relier entre eux. Mais il faut pour cela que l'étendue du faisceau admis par le s.i.s.a.m. reste compatible avec celle des sources et des récepteurs, et le pouvoir de résolution cherché accessible aux disperseurs dont l'emploi est possible dans le domaine de longueurs d'onde étudié.

Nous envisagerons particulièrement par la suite l'amélioration du rapport signal/bruit, soit $G_{s/b}$, que l'on peut obtenir par l'emploi du s.i.s.a.m., à résolution, vitesse d'enregistrement et luminance de la source données. On en déduirait facilement la réduction possible de luminance de la source (à \mathcal{R} , s/b et vitesse donnés), évidemment égale à $G_{s/b}$, et le gain de vitesse G_v (à \mathcal{R} , s/b et luminance donnés), égal au carré de $G_{s/b}$. Notons que ces gains ne pourront être effectivement obtenus que s'ils ne sont pas limités par des considérations non essentielles ; ainsi des fluctuations de la source ou de l'amplification peuvent limiter $G_{s/b}$, et l'absence d'un enregistreur suffisamment rapide G_v .

Par contre le gain de résolution $G_{\mathcal{R}}$ n'est pas susceptible d'une expression générale. Le s.i.s.a.m. ne permet pas en effet de dépasser le pouvoir de résolution théorique du disperseur utilisé ; le gain $G_{\mathcal{R}}$ possible, pour un problème donné, dépendra essentiellement de la fraction $\mathcal{R}/\mathcal{R}_0$ du pouvoir de résolution théorique que le spectromètre classique a permis d'atteindre.

Il y aura donc lieu de distinguer essentiellement deux types de problèmes :

a) ceux où il a été possible d'obtenir, avec un spectromètre à fentes, le pouvoir de résolution théorique des plus grands disperseurs existants. Ce sera surtout le cas des problèmes d'absorption dans l'infrarouge proche. Aucun gain de *résolution* n'est possible avec le s.i.s.a.m. ⁽²⁴⁾ et l'expression $G_{s/b}$ possède dans ce cas une signification pratique puisqu'elle correspond à un cas réel ;

⁽²⁴⁾ L'association d'un s.i.s.a.m. et d'un étalon de Fabry-Perot, que nous ne traiterons pas ici, permettra dans ce cas des gains de résolution importants.

b) ceux où \mathcal{R} est toujours resté très inférieur à \mathcal{R}_0 (spectres Raman, faibles émissions dans l'infrarouge proche et tous les problèmes dans l'infrarouge thermique). La question est alors nettement plus compliquée ; elle se posera de la façon suivante : le spectromètre à fentes ayant permis d'atteindre dans le problème envisagé une certaine combinaison $\mathcal{R}, s/b, \nu$ avec un certain disperseur, on cherchera par l'emploi du s.i.s.a.m. à accroître \mathcal{R} (et en général les deux autres qualités également). Comme le s.i.s.a.m. est un appareil à résolution fixe, il sera en général nécessaire de choisir un autre disperseur, adapté au problème à traiter (c'est-à-dire de \mathcal{R}_0 égal à 1,25 fois le \mathcal{R} cherché). Ce disperseur pourra être d'un type différent de celui qui avait été utilisé (ainsi un spectromètre à réseau pourra être remplacé par un s.i.s.a.m. à prismes compensés). Le problème de la comparaison devient alors trop compliqué pour être justiciable d'un traitement général et nous ne l'aborderons pas.

Nous n'étudierons pas non plus la question des sources. Il est évident que la source ne sera pas toujours capable de fournir l'étendue acceptée par le s.i.s.a.m. (surtout dans les problèmes à basse résolution, où cette étendue est très grande). Ce sera par exemple le cas des micro-échantillons en absorption, des micro-échantillons Raman, des tubes à réflexions multiples pour spectrométrie Raman des gaz. Mais comme ces sources limitent également la valeur de β la réduction du gain G_U sera moins grande en général que celle de U ; on pourra même parfois trouver avantage dans le fait d'avoir à fournir une étendue approximativement de révolution.

Un cas extrême est celui de la spectrométrie stellaire pour laquelle le s.i.s.a.m. ne peut fournir aucun gain. Les spectres étant des spectres d'absorption, nous verrons plus loin que le s.i.s.a.m. ne serait utilisable que dans l'infrarouge (à cause de la présence de lumière parasite). Or les énergies disponibles dans l'infrarouge sont si petites qu'il n'est pas question de dépasser des pouvoirs de résolution très faibles, pour lesquels l'étendue acceptée par un spectromètre à fentes est facilement très supérieure à celle qui est définie par la surface du miroir du télescope et l'angle solide dans lequel la turbulence déplace l'image stellaire ⁽²⁵⁾.

Nous allons maintenant considérer successivement le cas de l'infrarouge et celui du visible. Etant donné le caractère approximatif des calculs qui seront faits dans ce chapitre nous confondrons avec l'unité des facteurs tels que $\tau(u), w(\mathcal{R}/\mathcal{R}_0)$; dans ces conditions $G_{\rho} = G_U$. Nos estimations du gain seront donc pessimistes.

2. Cas de l'infrarouge. — 1. Expression du gain fondamental. — Les récepteurs thermiques et photoconducteurs, seuls utilisables dans l'infrarouge (à l'exception du très proche infrarouge où les cellules photoémisives fonctionnent encore), possèdent un bruit propre (que l'on peut interpréter comme provenant des fluctuations dans les échanges de rayonnement thermique avec leur environnement [35, 36]) qui n'est pratiquement pas modifié par le très faible flux issu du spectromètre. Ce bruit croît, en principe, comme la racine carrée de la surface sensible, tandis que le signal dépend seulement du flux reçu. Il s'agit là d'un effet *fonda-*

⁽²⁵⁾ La méthode par transformation de Fourier a, au contraire, déjà permis d'obtenir dans ces problèmes des résultats intéressants dans l'infrarouge [33] et paraît également applicable dans le visible [34].

mental dont la nécessité se comprend facilement. Supposons en effet qu'un certain flux lumineux modulé parvienne à un récepteur affecté d'un bruit propre ; divisons le faisceau en deux au moyen d'une lame semi-transparente (doublant ainsi son étendue) et recevons-le sur deux récepteurs identiques au précédent (donc de surface sensible totale double) et associés électriquement. Il est évident que les deux signaux vont s'ajouter de façon cohérente pour redonner un signal égal au signal primitif, tandis que les bruits vont s'ajouter quadratiquement ; le bruit résultant est donc multiplié par $\sqrt{2}$.

Il y a donc toujours intérêt à recevoir un faisceau lumineux donné sur *le plus petit récepteur possible*. Si S est la projection de la surface du disperseur sur un plan normal au faisceau et Ω l'angle solide du faisceau admis par le spectromètre, s et ω la surface du récepteur et l'angle solide du faisceau qu'il reçoit, la conservation de l'étendue

$$(IV.1) \quad S \Omega = s \omega$$

montre qu'il y a intérêt, pour réduire s , à augmenter le plus possible ω , ce qui exige un condenseur bien corrigé, à grande ouverture relative, qui constituera une pièce essentielle de l'ensemble spectrométrique.

Si nous supposons que les *meilleures conditions* (c'est-à-dire la plus grande valeur possible ω_{\max} de ω) sont utilisées aussi bien avec le s.i.s.a.m. qu'avec le spectromètre classique, le fait de multiplier l'étendue (donc le signal) par G_U entraîne l'obligation de multiplier la surface du récepteur par G_U , donc le bruit par $\sqrt{G_U}$ et l'on obtient

$$(IV.2) \quad G_{s/b} = \sqrt{G_U} \quad (\text{et } G_v = G_U),$$

expression du gain si les facteurs *fondamentaux* sont seuls considérés.

Mais ce sont là des conditions idéales qui exigent que l'on puisse faire varier s à volonté (et que ω_{\max} en soit indépendant). Si à l'opposé nous admettons que le *même* récepteur est utilisé dans les deux cas, le spectromètre classique se trouve évidemment défavorisé et

$$(IV.3) \quad G_{s/b} = G_U \quad (\text{et } G_v = G_U^2).$$

Le gain réel variera en général entre ces deux extrêmes et dépendra des dimensions et de la forme des récepteurs réalisables.

2. *Gain réel.* — Nous distinguerons deux cas : celui de l'infrarouge proche (cellules photoconductrices) et celui de l'infrarouge thermique.

A) **INFRAROUGE PROCHE.** — Un constructeur au moins ⁽²⁶⁾ fournit des cellules au sulfure de plomb ⁽²⁷⁾ carrées ou rectangulaires ayant pratiquement toutes les

⁽²⁶⁾ Soc. Kodak, Rochester, U. S. A.

⁽²⁷⁾ Il n'existe pas actuellement de choix comparable pour les cellules aux sélénium et tellure de plomb, dont la fabrication est commercialement plus récente, mais il semble raisonnable de leur appliquer les mêmes considérations.

formes et des surfaces variant entre une fraction de millimètre carré ($0,5 \times 0,5 \text{ mm} = 0,25 \text{ mm}^2$ pour la plus petite cellule carrée, $0,15 \times 1,5 \text{ mm} = 0,22 \text{ mm}^2$ pour la plus petite cellule rectangulaire) et plusieurs centimètres carrés. Ces cellules vérifient bien (suivant le constructeur) la loi de proportion-

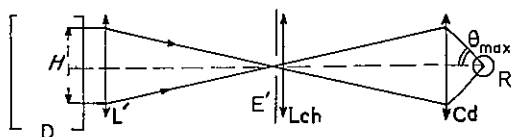


FIG. 32. — Association du spectromètre au récepteur.

nalité du bruit à \sqrt{s} . Il est difficile de savoir quelle est la largeur minimum a_{\min} sous laquelle ces détecteurs sont réalisables ; selon les chiffres précédents elle serait de 0,1 mm environ ⁽²⁸⁾ ; il paraît d'ailleurs difficile de construire un condenseur à très grande ouverture, d'aberrations suffisamment faibles pour utiliser effectivement des cellules de largeur plus petite.

Afin de préciser le gain réel du s.i.s.a.m. par rapport au spectromètre classique, considérons le montage (fig. 32) qui réalise au mieux l'adaptation des étendues du spectromètre et du récepteur. Ce montage est le même dans les deux cas. Un objectif de sortie L' , placé après le disperser D , fait l'image du diaphragme d'entrée E sur un diaphragme de sortie E' (non indispensable avec le s.i.s.a.m., mais utile comme nous le verrons plus loin). Afin de ne pas alourdir inutilement le calcul nous supposons le disperser carré ($H = L$) et le diaphragme E circulaire (et non elliptique) avec le s.i.s.a.m. Un condenseur Cd à ouverture relative aussi grande que possible (angle maximum des rayons avec l'axe θ_{\max}) fait l'image du diaphragme de sortie sur le récepteur R (rectangulaire très allongé avec le spectromètre à fentes, circulaire avec le s.i.s.a.m.). Une lentille de champ Lch conjugue le disperser et le condenseur.

Pour obtenir la surface du récepteur nécessaire, nous écrivons qu'il y a conservation de l'étendue (avec le spectromètre à fentes il faut considérer séparément les étendues horizontale et verticale), en supposant le condenseur aplanétique, bien que ce ne soit pas vrai en général.

a) Spectromètre à fentes. L'étendue horizontale (dans le plan de la dispersion) d'un spectromètre à fentes utilisé au voisinage de la résolution théorique est pratiquement égale à la longueur d'onde ⁽²⁹⁾, donc *très inférieure* à celle que peuvent accepter les récepteurs réels. Nous supposons donc que le récepteur de largeur a_{\min} est *systématiquement utilisé*. Sa longueur sera choisie en fonction de β , ce qui ne présentera jamais de difficulté ; sa surface s_1 est alors déterminée.

b) S.i.s.a.m. Supposons le récepteur circulaire (un récepteur carré ne modifierait guère les résultats). Sa surface s_2 peut maintenant être choisie adaptée au problème ; on vérifie en effet qu'il est possible de trouver des cellules assez petites pour les plus petites étendues, correspondant aux plus hautes résolutions accessibles à des réseaux dans l'infrarouge proche (exemple : $H = 15 \text{ cm}$, $\mathcal{R}_0 = 200\,000$, $\theta_{\max} = 45^\circ$ conduiraient à $s_2 = 0,3 \text{ mm}^2$), et des cellules assez grandes pour les

⁽²⁸⁾ Une cellule expérimentale de largeur 25μ aurait été construite ; ses propriétés relativement aux cellules de dimensions plus grandes ne sont pas précisées.

⁽²⁹⁾ Supposons en effet $u = 1$; la largeur angulaire de la fente est $\alpha = \lambda/L$, dont l'étendue horizontale est $U = L \alpha = \lambda$.

plus grandes étendues ⁽³⁰⁾ (cas des résolutions faibles ou interféromètre à réseaux compensés).

Ces conditions étant précisées, le gain $G_{s/b}$ s'obtient simplement. Lorsque le spectromètre à fentes est remplacé par le s.i.s.a.m., le signal est multiplié par G_U et le bruit par $\sqrt{s_2/s_1}$; donnons directement le résultat du calcul :

$$(IV.4) \quad G_{s/b} = \sqrt{G_U} \sqrt{(a_{\min}/\lambda) \sqrt{2} \sin \theta_{\max}}$$

Le facteur $\sqrt{2} \sin \theta_{\max}$ étant voisin de l'unité, on voit que le gain réel est toujours très supérieur au gain théorique. Le gain supplémentaire $\sqrt{a_{\min}/\lambda}$ est dû à l'impossibilité de réaliser des récepteurs pour l'infrarouge bien adaptés au spectromètre classique (employé au voisinage de \mathcal{R}_0) ⁽³¹⁾ alors qu'aucune difficulté ne se présente avec le s.i.s.a.m.

B) INFRAROUGE THERMIQUE. — Les récepteurs existants sont les thermopiles, les bolomètres et le détecteur pneumatique de Golay.

Les thermopiles et bolomètres présentent toujours une cible très allongée (commode pour le spectromètre à fentes) qui nécessiterait l'emploi d'un anamorphoseur avec le s.i.s.a.m. Le récepteur de Golay, au contraire, possède une cible circulaire; comme il est capable de déceler un flux égal ou même inférieur à celui des autres détecteurs thermiques (même de surface plus petite), son emploi est si évident avec le s.i.s.a.m. que nous le considérerons seul.

La surface sensible du récepteur normal de Golay mesure 3 mm de diamètre; des récepteurs plus petits auraient un rendement moins bon [38]. Par contre, des récepteurs de surface plus grande allant jusqu'à 15 mm de diamètre ($s_2 = 170 \text{ mm}^2$) ont été réalisés; d'après le constructeur ⁽³²⁾ ils vérifient bien la loi de proportionnalité du bruit à \sqrt{s} et la fabrication de récepteurs de plusieurs centimètres carrés paraît possible.

On pourrait, à partir de ces données, calculer un gain $G_{s/b}$ comme dans le cas

⁽³⁰⁾ Signalons que dans ce dernier cas l'emploi du « cone channel condenser » de D. E. Williamson [37], qui permet d'atteindre la limite théorique $\theta_{\max} = 90^\circ$, paraît particulièrement indiqué. Signalons également une intéressante suggestion due à R. G. Greenler [59]: si un récepteur pour l'infrarouge est placé en immersion dans un milieu d'indice n , l'étendue du faisceau qu'il reçoit est divisée par n^2 (et sa luminance multipliée par n^2); on peut donc réduire sa surface dans le même rapport, ce qui procure un gain *fondamental* d'un facteur n sur le rapport s/b . L'application de cette idée serait particulièrement intéressante s'il s'avérait possible de déposer une couche photoconductrice de sulfure de plomb ($n = 3,5$) directement sur une face plane passant par le point aplanétique d'une sphère de germanium ($n = 4,1$) ou de silicium ($n = 3,5$) qui constituerait en même temps un condenseur presque parfaitement corrigé de toutes les aberrations. Plus simplement nous avons utilisé, avec des résultats satisfaisants, une cellule au sulfure de plomb placée en immersion contre un condenseur de microscope à deux lentilles (dont une asphérique) donnant effectivement l'ouverture numérique $n \sin \theta_{\max} = 1,4$; l'étendue finalement acceptée par la cellule correspondrait (dans l'air) à un angle solide $\omega = 1,45 \times 2 \pi \text{ sr}$.

⁽³¹⁾ Cette impossibilité d'adaptation ne disparaît que si le spectromètre est utilisé avec $\mathcal{R}/\mathcal{R}_0 < \lambda/a_{\min}$. On peut encore dire qu'en réduisant les largeurs de fente, donc la luminosité \mathcal{L} , pour s'approcher de \mathcal{R}_0 , il est impossible de réduire simultanément la largeur du récepteur, et le rapport signal/bruit baisse comme \mathcal{L} et non comme $\sqrt{\mathcal{L}}$.

⁽³²⁾ Eppley Laboratory, Newport, R. I., U. S. A.

précédent ; il ne présenterait aucune signification pratique, le pouvoir de résolution théorique des réseaux n'ayant jamais été atteint dans cette région. Nous nous contenterons donc d'indiquer les possibilités du s.i.s.a.m. dans cette région spectrale où des considérations particulières s'appliquent (et plus spécialement dans l'infrarouge *lointain*). En effet, les spectromètres y sont capables de fournir des faisceaux de très grande étendue et ceci pour deux raisons différentes : d'une part, à cause des tolérances relativement beaucoup plus larges, les réseaux réalisables y sont très grands ⁽³³⁾ ; d'autre part, à cause de la faiblesse de l'énergie disponible il est impossible de dépasser des pouvoirs de résolution relativement très bas.

Dans ces conditions l'étendue admise par le récepteur tend à devenir la considération fondamentale et impose une limite supérieure au pouvoir de résolution accessible. Sans prétendre traiter la question de façon complète montrons dans quelle mesure le gain que l'on peut attendre du s.i.s.a.m. se trouve de ce fait réduit.

Tous les problèmes étant, dans cette région, des problèmes d'absorption on peut écrire que l'énergie $\delta\omega$ disponible à partir d'un élément spectral de largeur $\delta\sigma$ dans une étendue U est

$$(IV.5) \quad \delta\omega = D U \delta\sigma,$$

D étant la densité de la luminance de la source, qui peut elle-même se mettre sous la forme

$$(IV.6) \quad D = D_0 T \sigma^4,$$

où T est la température absolue de la source ⁽³⁴⁾.

Supposons que le spectromètre soit capable de fournir toute l'étendue $U = s \omega_{\max}$ que le récepteur de surface s , associé à un condenseur d'angle solide ω_{\max} peut accepter ; l'énergie reçue devient

$$(IV.7) \quad \delta\omega = D_0 T s \omega_{\max} \sigma^4 \delta\sigma.$$

D'autre part l'énergie minimum ω_m décelable (équivalent au bruit) par un récepteur de surface s pendant un temps t peut s'écrire

$$(IV.8) \quad \omega_m = k \sqrt{s/t},$$

où k est une constante caractéristique du type du détecteur. Le rapport s/b vaut donc

$$(IV.9) \quad \frac{s}{b} = \frac{\delta\omega}{\omega_{\min}} = \frac{D_0 T}{k} \omega_{\max} \sqrt{t} \sqrt{s} \sigma^4 \delta\sigma = \frac{D_0 T}{k} \omega_{\max} \sqrt{t} \sqrt{s} \frac{\sigma^5}{\mathcal{Q}^2}.$$

Si le plus grand récepteur disponible (s_{\max}) est utilisé, si s/b a la plus faible valeur tolérable $(s/b)_{\min}$ et si le temps passé sur chaque élément spectral est t_{\min} , le plus grand qui soit admissible, on obtient le pouvoir de résolution limite permis par la source et le détecteur :

⁽³³⁾ Les plus grands réseaux utilisés jusqu'à présent dans l'infrarouge lointain semblent avoir été ceux de H. M. Randall [39] (50 × 25 cm) et de McCubbin [40] (30 × 30 cm).

⁽³⁴⁾ Il s'agit là d'une loi théorique ; ainsi dans le cas d'un arc au mercure, suivant McCubbin la variation de D serait plutôt donnée par une loi en σ^3 dans la région $\lambda > 100 \mu$. Ceci ne modifierait pas sensiblement nos résultats.

$$(IV.10) \quad \mathcal{R}_{\text{lim}} = \frac{D_0 T}{k} \frac{\sqrt{t_{\text{max}}}}{(s/b)_{\text{min}}} \omega_{\text{max}} \sqrt{s_{\text{max}}} \sigma^5.$$

Cette formule fait apparaître d'une part la rapide décroissance de \mathcal{R}_{lim} vers les grandes longueurs d'onde et d'autre part l'utilité des récepteurs à grande surface. Elle montre également le grand intérêt de la méthode par transformée de Fourier qui permet un accroissement considérable de t_{max} . Remarquons en passant que toutes les considérations développées ici à propos de l'étendue du s.i.s.a.m. sont naturellement valables pour l'interféromètre de Michelson.

Les valeurs numériques de \mathcal{R}_{lim} sont difficiles à estimer, les expérimentateurs ne précisant en général que les limites de résolution atteintes et non le rapport s/b , ni la vitesse d'exploration. Indiquons seulement que les pouvoirs de résolution atteints par des expérimentateurs utilisant des récepteurs de Golay de 3 mm de diamètre ⁽³⁵⁾ [40, 41] sont de l'ordre de 100 à 200 à $\lambda = 100 \mu$ (soit $\delta\sigma$ compris entre 0,5 et 1 cm^{-1}). D'autre part, la variation avec σ est beaucoup moins rapide que ne le laisserait attendre la formule (IV.10).

Cette limite est indépendante du type de spectromètre utilisé ; mais elle ne peut être atteinte que si le spectromètre est capable de fournir l'étendue $U = s_{\text{max}} \omega_{\text{max}}$ à la résolution \mathcal{R}_{lim} . Cherchons quelles sont les surfaces S_1 du réseau nécessaire avec un spectromètre à fentes et S_2 avec un s.i.s.a.m., pour obtenir une certaine valeur de \mathcal{R} .

a) Avec le spectromètre à fentes (utilisé ici avec $\mathcal{R} \ll \mathcal{R}_0$) la longueur β de la fente est nécessairement égale ⁽³⁶⁾ à sa largeur $\alpha = 2 \text{tg } i_1 / \mathcal{R}$, puisque son image est projetée sur un détecteur circulaire, et l'on obtient

$$(IV.11) \quad S_1 = s_{\text{max}} \frac{\omega_{\text{max}}}{4 \text{tg } i_1 \sin i_1} \mathcal{R}^2.$$

Appelons \mathcal{R}_1 la valeur correspondant au plus grand réseau réalisable, de surface $S_{1\text{max}}$,

$$(IV.12) \quad \mathcal{R}_1 = 2 \sqrt{\frac{\text{tg } i_1 \sin i_1 S_{1\text{max}}}{\omega_{\text{max}} s_{\text{max}}}}.$$

Afin de fixer l'ordre de grandeur supposons $S_{1\text{max}} = 50 \times 50 = 2\,500 \text{ cm}^2$, $s_{\text{max}} = 1,7 \text{ cm}^2$ (surface du plus grand détecteur de Golay existant mentionné plus haut), en admettant $\theta_{\text{max}} = 45^\circ$, soit $\omega_{\text{max}} = 2 \text{ sd}$ et $i_1 = 60^\circ$ (c'est-à-dire supposons les conditions les plus favorables). On obtient alors $\mathcal{R}_1 \simeq 60$.

b) Avec un s.i.s.a.m. adapté au problème (c'est-à-dire pour lequel on choisit $i_2 \neq i_1$) la surface S_2 vaut

$$(IV.13) \quad S_2 = s_{\text{max}} \frac{\omega_{\text{max}}}{\pi \cos i_2} \mathcal{R}$$

⁽³⁵⁾ L'emploi de récepteurs plus grands n'aurait pas présenté d'intérêt, les spectromètres classiques étant, ainsi que nous le verrons plus loin, incapables de fournir une étendue suffisante.

⁽³⁶⁾ Tout au moins si la section $H \times L$ du faisceau est approximativement un carré ; si elle s'en écarte beaucoup un anamorphoseur permet en principe d'utiliser un β supérieur à α .

et

$$(IV.14) \quad \mathcal{R}_2 = \frac{\pi \cos i_2 S_{2\max}}{\omega_{\max} s_{\max}}$$

Avec les mêmes valeurs $S_{2\max} = 2\,500$ cm², $\omega_{\max} \simeq 2$, $s_{\max} = 1,7$ cm² et en supposant i_2 faible (\mathcal{R}_2 devant être faible) on obtient $\mathcal{R}_2 \simeq 2\,500$.

c) *Discussion.* Les valeurs \mathcal{R}_1 et \mathcal{R}_2 sont les pouvoirs de résolution maximums que peuvent donner un spectromètre à fentes et un s.i.s.a.m. tout en fournissant l'étendue acceptable par un récepteur de surface s_{\max} . Trois cas sont à envisager suivant la valeur de \mathcal{R}_{lim} , imposée par ce détecteur, relativement à \mathcal{R}_1 et \mathcal{R}_2 . Considérons-les par ordre d'énergie décroissante (donc de \mathcal{R}_{lim} décroissant), c'est-à-dire en allant vers les grandes longueurs d'onde.

1° $\mathcal{R}_{\text{lim}} > \mathcal{R}_2$, c'est-à-dire λ inférieur à une certaine valeur λ_2 qu'il est difficile de préciser étant donné le nombre de paramètres qui interviennent. L'ordre de grandeur de λ_2 paraît être 10 μ .

Dans ces conditions ni le s.i.s.a.m., ni le spectromètre à fentes ne peuvent fournir l'étendue maximum admise par le détecteur, donc atteindre \mathcal{R}_{lim} (et ceci d'autant plus que les valeurs supposées plus haut pour S_1 et S_2 paraissent excessives dans cette région). Donc l'étendue du s.i.s.a.m., ainsi que son gain par rapport au spectromètre à fentes sont entièrement utilisables.

2° $\mathcal{R}_2 > \mathcal{R}_{\text{lim}} > \mathcal{R}_1$, c'est-à-dire $\lambda_2 < \lambda < \lambda_1$ (ordre de grandeur : région voisine de $\lambda = 100 \mu$). Le s.i.s.a.m., mais non le spectromètre à fentes, permet d'atteindre \mathcal{R}_{lim} . La pleine étendue du s.i.s.a.m. n'est plus utilisable (elle est supérieure à celle que peut accepter le détecteur) et son gain est de ce fait réduit. La surface du réseau peut donc en conséquence être réduite avec le s.i.s.a.m.

3° $\mathcal{R}_1 > \mathcal{R}_{\text{lim}}$, donc $\lambda_1 < \lambda$ (infrarouge extrême aux environs de $\lambda = 1\,000 \mu$). Le spectromètre à fentes permet d'atteindre \mathcal{R}_{lim} et le s.i.s.a.m. ne procure plus aucun gain fondamental ; il permet seulement d'atteindre la limite avec des réseaux *beaucoup* plus petits. La comparaison des formules (IV.11) et (IV.13) montre en effet que le rapport S_1/S_2 est peu différent de \mathcal{R} .

La figure 33 résume les résultats précédents en représentant le gain utilisable G'_u du s.i.s.a.m. en fonction de λ (échelles logarithmiques). Ce gain, égal à G_u pour $\lambda < \lambda_1$, décroît jusqu'à la valeur 1 qu'il conserve pour $\lambda > \lambda_2$.

La conclusion générale de cette discussion est que le s.i.s.a.m. donne, dans la majeure partie de l'infrarouge thermique, la possibilité de tirer parti des très grands récepteurs de Golay maintenant disponibles. Son intérêt serait encore accru si la surface de ces récepteurs était augmentée. D'autre part la possibilité d'isoler les ordres par filtrage électrique présente une grande importance dans cette région spectrale. Mais il ne faut pas oublier que la méthode par transformation de Fou-

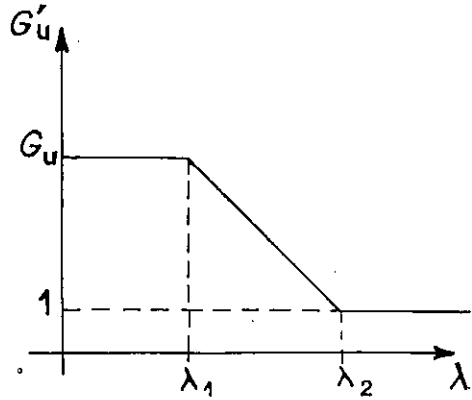


FIG. 33. — Diminution du gain dans l'infrarouge lointain.

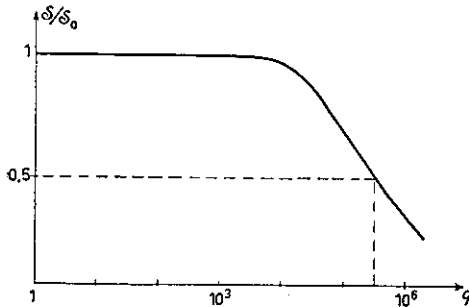


FIG. 34. — Baisse du signal d'une cellule photoconductrice saturée par un flux continu.

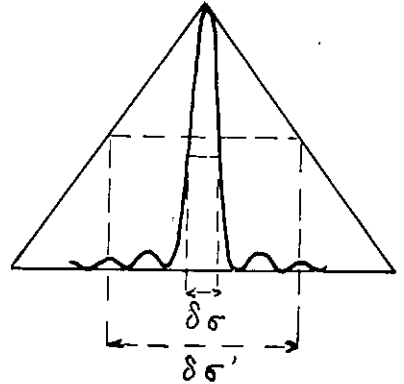


FIG. 35. — Bande modulée et bande filtrée.

rier, dont l'application est relativement facile dans l'infrarouge lointain (précisément parce que les pouvoirs de résolution y sont faibles), doit permettre d'obtenir des gains encore plus grands. Il n'est guère possible de prévoir actuellement si le s.i.s.a.m. conservera néanmoins un domaine d'applications et quelles seront ses limites.

3. *Influence de la lumière non modulée.* — Nous avons déjà fait remarquer que le s.i.s.a.m. est un *modulateur*, non un filtre. Des radiations d'éléments spectraux autres que celui qui est modulé (à un instant donné) atteignent le récepteur et constituent un fond de lumière parasite non modulée. A la différence de la méthode par transformation de Fourier qui ne comporte pas l'emploi d'une dispersion et dans laquelle le spectre étudié *tout entier* parvient au récepteur, seuls les éléments spectraux *voisins* de celui qui est modulé peuvent l'atteindre. Grâce à cet effet de filtrage auxiliaire, qui sera étudié un peu plus loin, l'effet de cette lumière parasite sur les détecteurs d'infrarouge semble devoir être toujours faible ; il n'est cependant pas tout à fait négligeable.

A) *EFFET DE LA LUMIÈRE PARASITE SUR LES DÉTECTEURS D'INFRAROUGE.* — Une étude expérimentale systématique pour les différents récepteurs est évidemment souhaitable ; elle n'a, jusqu'ici, été faite que dans le cas des cellules à sulfure de plomb⁽³⁷⁾ par S. Dufreney [29] à Bellevue. Rappelons ici brièvement le résultat essentiel : un flux parasite très important cause une baisse de la sensibilité (aucune augmentation appréciable du bruit n'a été décelée dans les limites de l'expérience). La figure 34 représente les résultats obtenus avec une cellule refroidie à la neige carbonique, c'est-à-dire dans les conditions d'emploi normales en spectrométrie infrarouge ; on a porté en ordonnée la sensibilité relative S/S_0 et en abscisse le rapport q du flux parasite (non modulé) au flux qui (modulé à 100 %) produirait un signal équivalent au bruit, avec une bande passante de 1 Hz (échelle logarithmique). On voit que la sensibilité tombe à 50 % de sa valeur normale lorsque ce rapport vaut $3 \cdot 10^5$ environ.

⁽³⁷⁾ ou plus exactement d'un certain type de cellules au sulfure de plomb : cellules obtenues par évaporation dans le vide et de surface relativement grande (10 mm²).

B) BANDE SPECTRALE DE LUMIÈRE PARASITE TRANSMISE PAR UN S.I.S.A.M. — Supposons le s.i.s.a.m. muni d'un diaphragme de sortie coïncidant avec l'image du diaphragme d'entrée pour la radiation σ_1 donc de largeur angulaire $2A_1$ (II. 48) ; sa présence ne modifie évidemment pas le fonctionnement de l'appareil, mais réduit la lumière parasite parvenant au récepteur ⁽³⁸⁾. L'interféromètre se comporte approximativement comme un monochromateur muni de deux fentes, d'entrée et de sortie, de largeurs égales à $2A_1$; il possède une bande passante triangulaire, de largeur $\delta\sigma'$ à mi-hauteur (fig. 35), toujours très supérieure à $\delta\sigma$. La largeur $\delta\sigma'$ et le rapport $\delta\sigma'/\delta\sigma$ se calculent facilement au moyen de la largeur $2A_1$ et de la dispersion $\mathcal{D} = \sigma d\alpha/d\sigma$.

On obtient

$$(IV. 15) \quad \delta\sigma'/\delta\sigma = 2 \sqrt{\mathcal{R}_0/\mathcal{D}} \operatorname{tg} \gamma_t$$

dans le cas général et

$$(IV. 16) \quad \delta\sigma'/\delta\sigma = 2 \sqrt{\mathcal{R}_0/\operatorname{tg} i_1}$$

dans celui de l'interféromètre à réseaux. Ce rapport dépend donc à la fois du type de disperseur et de la résolution. Il est d'autant plus élevé que la résolution est plus grande et que l'interféromètre est mieux compensé.

C) FLUX PARASITE TRANSMIS PAR UN S.I.S.A.M. — Il dépend évidemment de l'intensité et de la densité du spectre étudié à l'intérieur de la bande $\delta\sigma'$. Le cas le plus défavorable (celui du flux parasite le plus intense) est celui d'un spectre continu et uniforme à l'intérieur de $\delta\sigma'$; le rapport $r = \Phi_p/\Phi_u$ du flux parasite non modulé à la valeur moyenne du flux modulé est alors approximativement égal à $\delta\sigma'/\delta\sigma$. Le flux parasite est naturellement plus faible avec un spectre d'absorption et *beaucoup* plus faible avec un spectre d'émission. Une discussion complète serait évidemment très complexe. Nous nous contenterons d'indiquer les ordres de grandeur en distinguant deux cas principaux *a)* et *b)*.

a) Interféromètre à réseaux. Il convient surtout, nous l'avons vu, pour les spectres d'absorption à haute résolution ; il nécessitera donc de grands réseaux à angle de « blaze » élevé et $\delta\sigma'/\delta\sigma$ sera de l'ordre de $\sqrt{\mathcal{R}_0}$ ainsi que $r = \Phi_p/\Phi_u$. En prenant des valeurs extrêmes (réseaux de largeur 20 cm, $i_1 = 60^\circ$, $\lambda = 1 \mu$) on atteint $\mathcal{R}_0 = 350\,000$ et $r = 500$. En supposant que le spectre étudié soit continu et uniforme et que le rapport *s/b* soit égal à 100 (ce qui serait très considérable pour une résolution aussi élevée), avec une bande passante de 1 Hz, le rapport *q* serait égal à 50 000 et la perte de sensibilité serait de 20 % d'après la figure 34, donc négligeable ⁽³⁹⁾ et ceci dans un cas extrême. Elle serait naturellement plus faible avec un spectre moins lumineux.

⁽³⁸⁾ Sa présence n'est même pas utile si le récepteur est exactement adapté au spectromètre comme il a été supposé plus haut.

⁽³⁹⁾ Une baisse de sensibilité de cet ordre est par elle-même sans importance. Mais il faut remarquer que dans le cas d'un spectre d'absorption *moyenne* fortement variable (cette moyenne étant prise sur une largeur spectrale de l'ordre de $\delta\sigma'$), la variation du flux parasite entraînerait une variation de la sensibilité, donc une distorsion des absorptions mesurées qui paraîtraient légèrement augmentées dans les régions de grande intensité parasite (c'est-à-dire de faible absorption moyenne). La très petite correction nécessaire ne paraît pas difficile à calculer, à condition qu'une étude préalable du récepteur ait été faite.

b) *Interféromètre à réseaux compensés.* Le facteur $\text{tg } \gamma_1$ étant très faible la bande filtrée est extrêmement large (ce qui vient du grand angle solide utilisable) ; on peut dire que l'effet de filtrage est négligeable. Mais ce type d'interféromètre convenant surtout pour des spectres d'émission très peu lumineux le flux parasite semble devoir rester encore plus faible que dans le cas précédent ⁽⁴⁰⁾.

On voit donc que l'influence de la lumière parasite dans l'infrarouge sera toujours faible, tout au moins lorsqu'on ne tient compte que de l'énergie diffractée par le réseau dans un ordre unique. Mais les ordres parasites (dont nous montrons plus loin que la *modulation* peut être éliminée par filtrage électrique) contribuent à accroître le flux parasite parvenant au récepteur. Cette augmentation peut devenir très importante si l'énergie envoyée par la source dans les ordres parasites est beaucoup plus intense que dans l'ordre utile, ce qui est surtout le cas dans l'infrarouge lointain. On sera alors obligé d'avoir recours aux dispositifs classiques d'atténuation des courtes longueurs d'onde (absorption, diffusion, réflexion sélective). Mais il sera suffisant de ramener l'énergie parasite à un niveau *comparable* à celui de l'énergie utile (et non pas à une *très petite fraction* de celle-ci comme c'est le cas pour un spectromètre classique).

3. **Cas du spectre visible.** — Ce cas est totalement différent du premier par suite de l'existence des détecteurs photoélectriques qui, moyennant certaines précautions (en particulier le refroidissement à la température de l'azote liquide), ne présentent pratiquement aucun bruit propre. On atteint donc la limite de précision théorique, imposée par les fluctuations du rayonnement à mesurer lui-même ; le seul bruit est le bruit de rayonnement ou « bruit de photons » qui est proportionnel à la racine carrée du flux lumineux. Les conséquences sont les suivantes.

a) La surface du récepteur ne joue plus aucun rôle particulier. Il existe des photomultiplicateurs dont la surface sensible est de plusieurs centimètres carrés et utilisables avec un angle solide pratiquement égal à 2π (photomultiplicateurs pour scintillateurs), donc capables d'accepter une étendue très supérieure à celle que l'on pourrait rencontrer dans tous les cas.

b) Un gain d'étendue G_U non accompagné de lumière parasite (tel qu'on l'obtient effectivement lorsqu'un spectromètre à réseau est remplacé par un spectromètre Fabry-Perot, dans lequel l'étalon Fabry-Perot est un véritable *filtre*) multiplie le signal par G_U , le bruit par $\sqrt{G_U}$ et le rapport s/b par $\sqrt{G_U}$, comme dans le cas précédent.

c) Mais avec le s.i.s.a.m. la situation est beaucoup moins favorable. En effet, tandis que le signal est encore multiplié par G_U , le bruit est maintenant celui de l'ensemble du domaine spectral reçu, contenu dans la bande $\delta\sigma'$. Il est donc multiplié par $\sqrt{r} G_U$ et le gain est seulement

$$(IV.17) \quad G_{s/b} = \sqrt{G_U/r}.$$

⁽⁴⁰⁾ Nous avons jusqu'ici considéré seulement le cas de l'interféromètre *symétrique* ; il est évident qu'avec le dispositif *asymétrique* (qui ne comporte qu'un disperser) il n'y a pour l'un des faisceaux ni dispersion ni effet de filtrage. Le flux parasite est donc considérablement augmenté lorsque l'effet de filtrage est important (cas a), mais non lorsqu'il est négligeable (cas b). L'inconvénient, sérieux pour l'interféromètre à réseaux et les spectres d'absorption, ne l'est pas pour le dispositif à réseau compensé et les spectres d'émission.

On vérifie facilement qu'avec un spectre continu uniforme le gain par rapport au spectromètre à fentes ne pourrait être supérieur à 1 que si le diamètre angulaire du diaphragme E (assimilé à un cercle) était supérieur à la hauteur angulaire β de la fente du spectromètre classique, donc dans le cas extrême d'un interféromètre presque parfaitement compensé.

Pratiquement $G_{s/b}$ ne restera intéressant que dans le cas de spectres peu denses, ce qui limite sérieusement le domaine du s.i.s.a.m. dans le spectre visible. Il semble que l'étude des spectres Raman constitue une application possible. Les interféromètres à prismes compensés ou à prisme et réseau conviennent particulièrement dans ce cas ; à cause de leur grand angle solide utilisable l'effet de filtrage sera pratiquement nul et tout le spectre Raman contribuera au bruit ; il sera donc indispensable de réduire le plus possible l'intensité de la raie excitatrice au moyen de filtres coupe-bande (filtres interférentiels par réflexion).

V. Production, propriétés et analyse du signal modulé

Un spectromètre classique est constitué par l'association d'un monochromateur isolant un élément spectral et d'un récepteur. L'emploi d'un modulateur, général aujourd'hui en infrarouge, n'est nullement essentiel et permet seulement une simplification de l'équipement électronique, l'élimination des dérives et celle de l'effet de la lumière parasite extérieure. Les problèmes d'amplification et de détection ne sont pas différents de ceux qui se posent pour toute mesure en lumière modulée.

Le s.i.s.a.m. au contraire *est son propre modulateur*. La production du signal modulé impose certaines servitudes ; son amplification et sa détection posent au s.i.s.a.m. des problèmes particuliers que nous devons étudier en détails.

1. **Propriétés et servitudes de la modulation interférentielle.** — 1. *Propriétés essentielles.* — La fréquence de modulation est, d'après (II.29), $N = \nu\sigma = (\nu/c)\nu$. Elle est donc proportionnelle à la fréquence de la vibration lumineuse. Cette propriété, qui est fondamentale dans la méthode spectrométrique par transformation de Fourier, joue ici un rôle secondaire. Elle est néanmoins très utile ; elle permet en effet la sélection des ordres d'un réseau (exactement comme les procédés de modulation interférentielle de J. Strong [18]) par l'emploi d'un amplificateur accordé. Si la fréquence de modulation correspondant à l'ordre utilisé est N_p , celles des ordres voisins sont $[1 + (1/p)]N_p$ et $[1 - (1/p)]N_p$; le signal parasite correspondant à ces ordres est fortement atténué si la bande passante ΔN est très inférieure à la différence de fréquences N_p/p , c'est-à-dire si $Q = N_p/\Delta N \gg p$. Dans ce cas le facteur d'atténuation est approximativement égal à $2Q/p$; il est naturellement 2 fois plus grand pour les ordres $p + 2$ et $p - 2$, etc. On voit que des facteurs Q élevés sont avantageux si l'on travaille dans un ordre élevé ; nous verrons plus loin quelles considérations limitent l'augmentation de Q .

Au cours de l'exploration du spectre le nombre d'ondes σ_1 de la radiation sur laquelle est réglé le s.i.s.a.m. varie ; la fréquence d'accord du filtre, $N_1 = \nu\sigma_1$, doit en principe varier d'une façon continue ou, au contraire, ν doit varier en sens

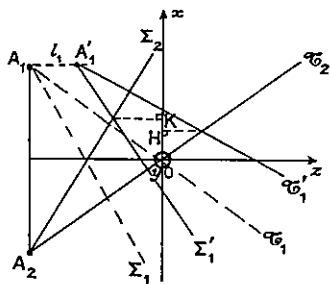


Fig. 36. — Déplacement des surfaces focales.

inverse pour que la fréquence soit constante. On peut imaginer des dispositifs réalisant automatiquement l'une ou l'autre de ces variations. Ils ne seront nécessaires que dans le cas d'un appareil explorant un domaine spectral étendu en une seule opération, donc à basse résolution, et nécessitant un Q élevé, c'est-à-dire travaillant dans un ordre élevé. Dans tous les autres cas la variation de N_1 pourra être totalement négligée ou tout au moins le réglage refait manuellement en cours d'exploration.

2. *Limites de variation de la différence de marche.* — Nous avons supposé pour le calcul général de l'angle solide utilisable avec le s.i.s.a.m. (§ II.3.2), que les deux dispersers étaient disposés symétriquement par rapport au plan zOy . Ceci n'est possible qu'à l'instant $t = 0$ (fig. 36) ; à un instant t ultérieur le disperser D_1 (par exemple) s'est déplacé d'une longueur $l_1 = (v/2)t$, parallèlement à la direction des rayons principaux. L'arête A_1 , les surfaces focales Σ_1 , \mathcal{C}_1 occupent maintenant les positions A'_1 , Σ'_1 , \mathcal{C}'_1 . L'aspect des franges non localisées, déjà décrites (§ II.3.3), se trouve modifié. En déplaçant l'œil dans le plan xOy on pourra apercevoir des coniques de formes variables : en H, droites parallèles à Ox ; en K, droites parallèles à Oy ; hyperboles entre H et K, ellipses à l'extérieur de HK. A condition que le déplacement $l_1 = A_1A'_1$ soit petit par rapport aux écarts maxima $L \operatorname{tg} \gamma_S$ et $L \operatorname{tg} \gamma_T$ entre les surfaces Σ_1 et Σ_2 d'une part, \mathcal{C}_1 et \mathcal{C}_2 de l'autre, les franges ne seront sensiblement modifiées que dans la région voisine du plan zOy , c'est-à-dire là où elles sont très larges ; les franges visibles du bord des faisceaux resteront des ellipses dont les axes seront encore donnés par (II.48) et tout le calcul de Ω restera valable ⁽⁴¹⁾.

Comme il ne s'agit que d'obtenir un ordre de grandeur nous admettrons que la condition à satisfaire est

$$(V.1) \quad |l_1| < \frac{1}{2} L \sqrt{\operatorname{tg} \gamma_S \operatorname{tg} \gamma_T}.$$

Le déplacement total possible est $2l_1$, la variation de la différence de marche $4l_1$, le nombre n de franges que l'on peut ainsi faire défilier de façon continue (c'est-à-dire le nombre de périodes du signal modulé que l'on peut obtenir sans interrompre la modulation) est

$$n = \frac{4l_1}{\lambda} < \frac{L}{\lambda} 2 \sqrt{\operatorname{tg} \gamma_S \operatorname{tg} \gamma_T},$$

d'où l'on tire

⁽⁴¹⁾ Nous avons vu que pratiquement la variation de la différence de marche est obtenue non par translation de D_1 mais par rotation de la lame compensatrice ; or, cette rotation produit une translation de l'image D'_1 de D_1 oblique par rapport au rayon moyen, c'est-à-dire que $A_1A'_1$ n'est pas parallèle à Oz ; d'autre part cette rotation introduit un astigmatisme supplémentaire et modifie donc légèrement les angles γ_{S1} et γ_{T1} . Un traitement complet de cette question ne présenterait pas d'intérêt pratique, la relation (V.2) n'étant pas modifiée.

$$(V.2) \quad n < \mathcal{R}_0/K = 2\pi/\Omega.$$

On voit que n est d'autant plus petit que Ω est plus grand. La condition (V.2) sera la plus sévère dans le cas d'un interféromètre presque parfaitement compensé. Mais nous avons vu que des considérations géométriques rendent très difficile de dépasser $\Omega = 2\pi/10$ environ ; (V.2) conduit alors à $n < 10$. On voit que même dans ce cas extrême il est possible de faire défilier plusieurs franges. En général la limite imposée sera considérablement plus élevée.

2. Modes de variation de la différence de marche. — Nous allons envisager quatre lois différentes de variation de la différence de marche, respectant toutes la condition (V.2).

1. Variation continue de la différence de marche. — Supposons que l'on veuille explorer un domaine contenant q éléments spectraux, c'est-à-dire de largeur $q\delta\sigma$, en faisant varier la différence de marche de façon continue ; le nombre total de périodes de la modulation est n et le nombre de périodes par élément spectral n/q .

L'intensité de chaque élément spectral est mesurée par celle de la modulation obtenue. Pour que cette grandeur soit définie il faut évidemment (comme avec un spectromètre classique) que plusieurs périodes de la modulation se produisent pendant l'intervalle de temps consacré à l'exploration de l'élément, donc que $n/q \gg 1$, ce qui entraîne ici une limite supérieure au nombre d'éléments explorables :

$$(V.3) \quad q \ll \mathcal{R}_0/K.$$

Cette condition paraît facile à satisfaire dans tous les problèmes à haute résolution. En réalité des considérations non fondamentales doivent également intervenir. Dans un problème comportant l'exploration d'un nombre d'éléments spectraux donné, la durée d'exploration se trouve imposée par l'énergie disponible et le rapport s/b désiré, à une certaine valeur T ; si le nombre maximum permis de périodes de la modulation est n , la fréquence de modulation est

$$(V.4) \quad N < n/T.$$

Or, les récepteurs d'infrarouge possèdent une fréquence optimum de modulation (de l'ordre de 100 Hz pour les cellules photoconductrices et de 10 Hz pour les récepteurs thermiques usuels) ; il n'y a aucune raison pour que (V.4) permette d'utiliser effectivement cette fréquence et ce ne sera pas en général possible.

Le procédé par variation continue de la différence de marche semble donc peu satisfaisant. D'autre part sa mise en œuvre est difficile ; les disperseurs devant être munis d'axes de rotation il n'est guère possible de leur donner un mouvement de translation ; seule la lame séparatrice pourrait être déplacée. La précision exigée sur le parallélisme de la translation est alors deux fois plus grande que pour celle de l'un des miroirs d'un interféromètre classique de Michelson et sa largeur doit être accrue pour qu'elle ne diaphragme pas les faisceaux.

Les procédés de variation *discontinue* de la différence de marche que nous allons étudier ensuite ne présentant aucun inconvénient sérieux, leur emploi est certainement préférable, même dans les cas où celui d'une modulation continue est possible.

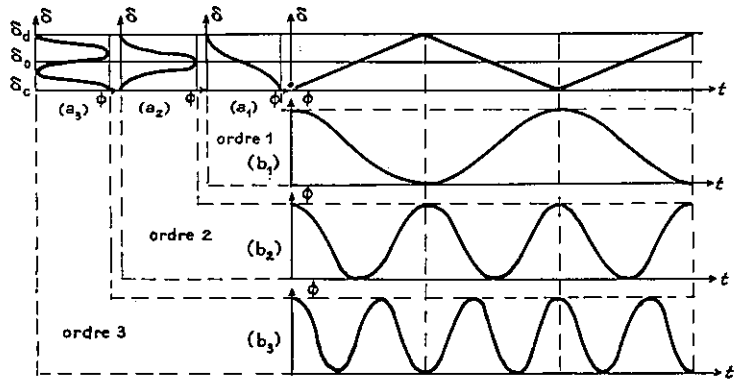


FIG. 37. — Modulation cohérente.

2. *Modulation cohérente obtenue par variation discontinue de la différence de marche.* — Ce procédé, théoriquement le meilleur, car il permet d'obtenir une modulation parfaitement continue, de phase et de fréquence connues, est de mise en œuvre difficile. Nous ne l'avons pas expérimenté, lui préférant, au moins provisoirement, le procédé de modulation *incohérente* qui sera décrit ensuite, dont la réalisation est immédiate.

a) *Principe.* — Supposons que δ varie en fonction du temps suivant une loi $\delta(t)$ en dents de scie symétriques (fig. 37), de pente $\pm \nu$, de fréquence N_0 , au voisinage d'une valeur δ_0 et entre deux valeurs extrêmes δ_c et δ_d correspondant respectivement à un maximum et un minimum consécutifs du flux modulé transmis dans le *premier ordre* par le réseau (ou pour la radiation unique renvoyée par le prisme). La figure 37 montre, à côté de $\delta(t)$, les lois de variation $\Phi(\delta)$ pour les ordres 1, 2, 3 (courbes a_1, a_2, a_3) et, au-dessous, la modulation résultante $\Phi(t)$ pour les mêmes ordres (courbes b_1, b_2, b_3).

On voit que la modulation est harmonique, de fréquence N_0 pour l'ordre 1, $2N_0$ pour l'ordre 2, pN_0 pour l'ordre p ; elle est *indiscernable* de celle qui serait obtenue par variation continue de la différence de marche.

b) *Réalisation.* — Etant donnée la petitesse de la variation cherchée on utilisera une rotation de la lame compensatrice. Comme les fréquences de modulation convenables pour les détecteurs d'infrarouge sont faibles et que l'amplitude du mouvement de rotation est très petite, il ne semble pas difficile d'obtenir une loi $\delta(t)$ dont la *forme* et l'*amplitude* soient correctes. La compensatrice serait placée sur une monture élastique pouvant vibrer par rotation autour d'un axe normal au plan de l'interféromètre, de fréquence propre très supérieure à N_0 et fortement amortie. Elle serait excitée par l'intermédiaire d'un plongeur polarisé dans une bobine parcourue par un courant en dents de scie, qu'il est facile de produire avec une grande précision (par intégration d'un signal carré). La variation de ν (si elle est nécessaire) s'obtiendra par réglage de l'amplitude du courant. Une contre-réaction du type de celle qui est parfois employée pour corriger la courbe de réponse des haut-parleurs [22] pourrait améliorer le fonctionnement du système.

La puissance électrique nécessaire serait assez grande, étant donné le moment d'inertie relativement considérable de la lame compensatrice.

Par contre il serait très difficile d'assurer que la *position moyenne* de la compensatrice conserve la valeur correcte, c'est-à-dire que la transmission de l'interféromètre soit 0,5 pour la radiation du premier ordre lorsque $\delta = \delta_0$. En effet cette condition fait intervenir tout l'ensemble de l'interféromètre et non pas seulement la compensatrice. Une variation de la longueur optique de l'un des bras de l'interféromètre, croissant de 0 à $\lambda_1/2$ (λ_1 , radiation du premier ordre) suffirait pour faire passer la modulation d'ordre 1 de l'aspect

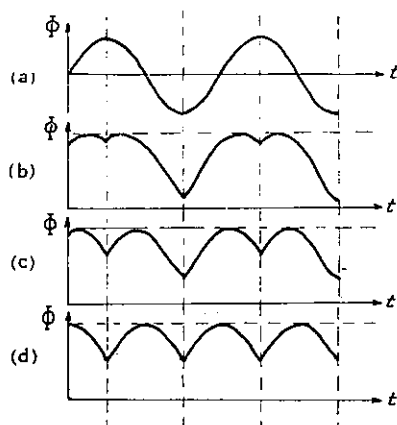


FIG. 38. — Effet d'une dérive de la différence de marche.

a (fig. 38) à l'aspect d en passant par les intermédiaires b et c, c'est-à-dire à faire disparaître l'harmonique N_0 dont l'énergie se retrouverait dans des harmoniques $2N_0$, $4N_0$, indiscernable donc de celle provenant des ordres supérieurs.

Une telle variation pourrait facilement se produire par flexion ou dilatation du bâti de l'interféromètre ou par variation locale de l'indice de l'air. Enfin tout défaut de symétrie de l'interféromètre, tel qu'un écart des axes de rotation par rapport à leur position théorique relativement à la lame séparatrice ou relativement aux disperseurs, entraînerait, au cours de l'exploration du spectre, une variation continue de la longueur relative des deux bras de l'interféromètre. Bien qu'un réglage parfait soit théoriquement faisable il paraît difficile à assurer et surtout à conserver. Le seul procédé commode pour assurer la constance de δ_0 avec une précision suffisante serait l'emploi d'un servo-réglage qui utiliserait comme élément d'information la forme du signal ⁽⁴²⁾ lui-même et agirait sur la *position moyenne* de la lame compensatrice (par exemple en envoyant un courant continu dans les bobines d'excitation). La réalisation de ce servo-mécanisme est évidemment délicate et nous ne l'avons pas essayée.

Remarque. Il est pourtant un cas où la modulation cohérente pourrait être obtenue assez simplement par des moyens purement mécaniques. C'est celui de l'interféromètre à réseau séparateur dont la modulation est réalisée par translation du réseau dans son plan. Nous avons vu qu'un déplacement égal à la période du réseau donnait $4p$ périodes de la modulation. L'amplitude de la translation nécessaire pour obtenir une modulation cohérente est donc égale au quart de la période du réseau ; elle est indépendante de la longueur d'onde de réglage de l'interféromètre et n'a pas à être modifiée au cours de l'exploration (c'est-à-dire que la variation de ν est automatiquement réalisée). Enfin, dans l'infrarouge lointain, seul domaine où l'appareil soit utilisable, toutes les tolérances sont beaucoup plus

⁽⁴²⁾ ou plus exactement celle d'un signal de référence, comme celui qui sera décrit plus loin.

larges et il devrait être possible d'assurer la constance des chemins optiques à une petite fraction de longueur d'onde près.

3. *Modulation incohérente obtenue par variation discontinue de la différence de marche.* — a) *Principe.* — Supposons maintenant que l'amplitude de la loi $\delta(t)$ de variation de la différence de marche en dents de scie soit beaucoup plus grande et sa fréquence, que nous désignerons par N_s , beaucoup plus basse que dans le cas précédent (fig. 39a). Le nombre n de périodes de la modulation, de

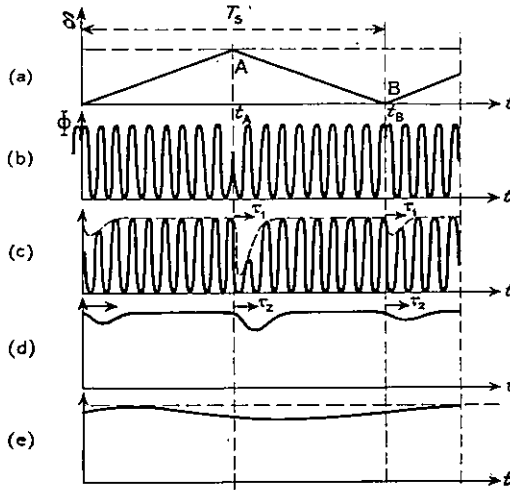


FIG. 39. — Modulation incohérente.

fréquence N , obtenues de façon continue pendant chaque demi-période $T_s/2$ du mouvement en dents de scie peut maintenant être grand [tout en satisfaisant néanmoins à la condition (V.2)]. Nous supposons de plus que $\bar{\delta}_0$, valeur moyenne de δ , est quelconque et peut même varier lentement de façon irrégulière au cours de l'exploration du spectre. L'interféromètre n'est donc plus astreint à une stabilité et une symétrie parfaites.

Le signal modulé se compose maintenant de trains de n périodes sans cohérence entre eux (fig. 39b). Sa fréquence reste connue et définie (à $1/n$ près), mais par contre sa phase n'est plus connue. Elle varie d'ailleurs brusquement de façon imprévisible aux instants t_A, t_B, \dots où le signe de la vitesse v s'inverse et la grandeur de ces sauts de phase peut elle-même varier irrégulièrement au cours de l'exploration du spectre par suite de l'effet cumulé des diverses causes de variation de la longueur optique des faisceaux envisagés plus haut. A titre d'exemple le saut de phase a été représenté plus grand à l'instant t_A qu'à t_B .

Examinons qualitativement les déformations que subit le signal optique représenté en b, lors de sa transmission par l'ensemble électronique qui comprend (fig. 40) : le récepteur, un amplificateur à courant alternatif supposé non sélectif, un filtre passe-bande F_1 , centré sur la fréquence N , de constante de temps τ_1 et de sélectivité $Q = \pi \tau_1 N$, un détecteur linéaire D, un filtre passe-bas F_2 de constante de temps τ_2 et un enregistreur E dont la vitesse de réponse est supposée infinie.

Le filtre F_1 , soumis à une excitation représentée en b (fig. 39), exécute des oscillations forcées (fig. 39c) dont la phase et l'amplitude varient de façon continue après les instants t_A et t_B ; la durée de la perturbation est de l'ordre de τ_1 . Sa profondeur (c'est-à-dire la baisse d'amplitude) est d'autant plus grande que le saut de phase est plus voisin de sa valeur maximum (soit $\pm \pi/2$) ; elle est plus grande en A qu'en B. Si T_s est grand par rapport à τ_1 l'importance relative de la perturbation est faible. Le signal détecté et filtré par F_2 (celui que reçoit l'enregis-



FIG. 40. — Schéma d'un amplificateur sélectif à détection classique :
R, récepteur ; A, amplificateur ; F_1 , F_2 , filtres ; D, détecteur ; E, enregistreur.

treur) aura l'allure représentée en d si τ_2 , tout en étant supérieur à τ_1 , est petit par rapport à T_s . La durée des perturbations augmente (elle est maintenant de l'ordre de τ_2) et leur profondeur diminue. Enfin si τ_2 est supérieur à T_s (courbe d) les perturbations ne se traduisent plus que par une faible modulation, pratiquement harmonique, du signal enregistré, à la fréquence N_s du mouvement en dents de scie, dont l'amplitude ira en diminuant si τ_2 augmente.

On voit que la déformation du signal enregistré pourra être rendue très faible si les deux conditions $T_s \gg \tau_1$ (c'est-à-dire $n \gg Q$) et $\tau_2 \gg \tau_1$ sont simultanément remplies, τ_2 pouvant être supérieur ou inférieur à T_s . Si $\tau_2 < T_s$ le signal enregistré se rapproche de d, de e si $\tau_2 > T_s$, mais dans les deux cas l'importance des perturbations reste faible.

Si la grandeur des sauts de phase varie au cours du temps de façon aléatoire, la modulation présente des fluctuations, dont le spectre n'est pas uniforme mais comprend seulement des bandes voisines de N_s et de ses harmoniques ; il ne s'agit donc pas d'un véritable bruit. Néanmoins l'effet sur les enregistrements étant plus ou moins comparable nous emploierons l'expression (quelque peu impropre) « bruit de modulation ».

L'importance pratique de ce bruit supplémentaire, dont l'amplitude est évidemment proportionnelle au signal, dépend essentiellement du rapport s/b que l'énergie disponible et la durée tolérée pour la mesure permettent d'obtenir. Il sera d'autant plus difficile de le rendre négligeable que le rapport s/b sera meilleur, l'exploration plus rapide (ce qui nécessite τ_2 faible) et que l'on travaillera dans un ordre élevé (donc avec un facteur Q élevé).

Ces résultats signifient pratiquement que l'exploitation des propriétés du s.i.s.a.m. (avec modulation incohérente) sera relativement plus facile si l'on veut obtenir un gain de résolution (ou étudier une source plus faible) à vitesse d'enregistrement donnée, que si l'on cherche un accroissement de vitesse, toutes choses égales d'ailleurs. Les résultats expérimentaux présentés plus loin (§ VII.4) montrent d'ailleurs que des enregistrements très satisfaisants ont été obtenus avec une vitesse d'exploration limitée seulement par le temps de réponse d'un enregistreur potentiométrique à plume ($\tau_2 \simeq 0,3$ s). Des difficultés sérieuses ne pourraient se présenter que si l'on cherchait à utiliser un type d'enregistreur plus rapide.

Une étude *quantitative* complète du bruit de modulation ne présenterait que peu d'intérêt pratique. En effet d'une part il semble difficile de réaliser une loi $\bar{G}(t)$ assez parfaite pour observer les aspects de la figure 39 à l'état pur ; le bruit de modulation observé proviendra partiellement de fluctuations de la fréquence de modulation. C'est pourquoi nous nous abstenons de donner des conclusions précises concernant les valeurs optimums de n et N_s ; elles seront au mieux déterminées expérimentalement et pourront dépendre du dispositif utilisé pour la réalisation du mouvement en dents de scie. D'autre part l'emploi des systèmes à double

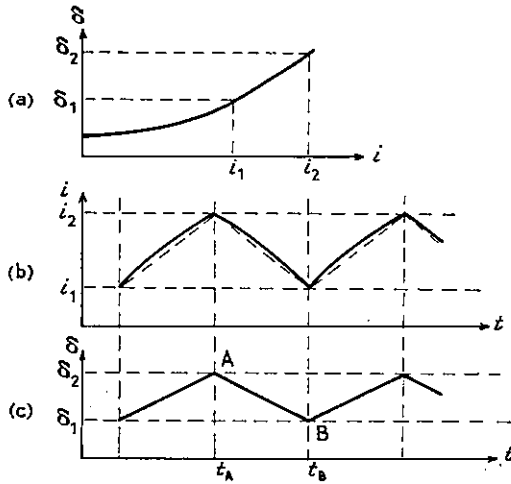


FIG. 41. — Correction du défaut de linéarité de la compensatrice.

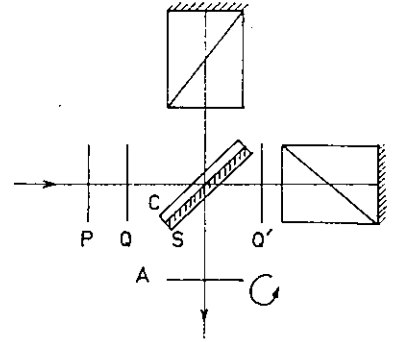


FIG. 42. — Modulation par polarisation.

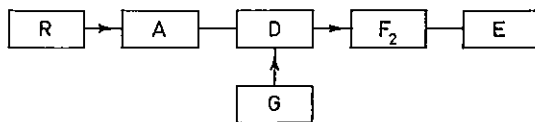
faisceau, dont le principe sera décrit plus loin, doit permettre d'éliminer complètement le bruit de modulation quelle que soit sa forme exacte.

b) *Réalisation.* — On utilisera encore une rotation de la compensatrice. La variation $\delta(i)$ de la différence de marche en fonction de l'angle d'incidence n'étant pas linéaire (fig. 41a) et l'angle de rotation n'étant pas très petit (contrairement au cas précédent), il est nécessaire que le mouvement de rotation de la compensatrice $i(t)$ (courbe b) ne soit pas tout à fait linéaire en fonction du temps, afin que la variation $\delta(t)$ (courbe c) le soit. On obtient la compensation des termes du second ordre, ce qui est pratiquement suffisant, en utilisant un mouvement $i(t)$ doué d'une très faible accélération, de sens et de grandeur constants ; les courbures sont fortement exagérées sur la figure 41. Un dispositif permettant d'obtenir un mouvement de ce type sera décrit plus loin (§ VIII.1.2c).

4. *Modulation par polarisation.* — Ce procédé, complètement différent des précédents, échappe aux considérations générales développées au début de ce chapitre ; la fréquence de modulation obtenue est en effet *constante*, indépendante de la fréquence lumineuse.

Supposons l'interféromètre éclairé en lumière polarisée circulairement (fig. 42), par exemple à droite, au moyen d'un polariseur P et d'un quart d'onde Q d'axes Ox , Oy à 45° de P. Sur l'un des faisceaux on intercale un deuxième quart d'onde Q', d'orientation quelconque, qui est traversé deux fois par la lumière et se comporte comme une lame demi-onde ; il transforme donc la vibration circulaire droite qu'il reçoit en une circulaire gauche. Après mélange des deux faisceaux sur la lame S les deux vibrations circulaires d'amplitudes égales interfèrent pour donner une vibration rectiligne (dont l'azimut dépend de la différence de marche entre les deux faisceaux). Pour obtenir la modulation interférentielle il suffit de faire

FIG. 43. — Schéma d'un amplificateur à détection synchrone : R, récepteur ; A, amplificateur ; G, générateur de référence ; D, détecteur ; F_2 , filtre ; E, enregistreur.



tourner l'analyseur A ; la fréquence de la modulation sera le double de la fréquence de rotation de l'analyseur, sa phase dépendant toujours (comme pour les autres dispositifs) de la différence de marche entre les faisceaux.

Ce procédé (qui n'est évidemment utilisable que dans le visible et le proche infrarouge) paraît intéressant surtout avec le s.i.s.a.m. à prismes compensés (pour lequel il n'y a pas d'ordres parasites à éliminer). Son intérêt essentiel vient de ce qu'il est beaucoup plus facile de faire tourner un analyseur que de donner à une lame compensatrice un mouvement en dents de scie correct et de ce que la fréquence de modulation est parfaitement stable ; d'autre part on peut appliquer compensatrice contre séparatrice, ce qui raccourcit sensiblement les bras de l'interféromètre. Par contre il faut signaler que le polariseur fait évidemment perdre un facteur 2 sur le flux entrant. Un autre facteur 2 est perdu par l'analyseur dans le dispositif qui vient d'être décrit ; mais cette dernière perte peut disparaître si l'on utilise à la place un prisme biréfringent, précédé d'une lame demi-onde tournante et suivi de deux détecteurs qui recevront des flux modulés en opposition de phase. D'autre part le dispositif se trouverait encore légèrement compliqué par la nécessité de compenser les ellipticités introduites par les réflexions obliques sur la séparatrice (en modifiant l'épaisseur du quart d'onde et plaçant une lame cristalline compensatrice mince sur le deuxième faisceau). Enfin l'existence inévitable d'un faible terme modulé proportionnel au flux parasite obligerait à une compensation de réalisation d'ailleurs facile : par exemple au moyen d'une lame transparente légèrement inclinée par rapport au faisceau, placée avant le polariseur et tournant à la même vitesse que l'analyseur.

Le fonctionnement de ce dispositif a été vérifié mais non encore pratiquement utilisé avec un s.i.s.a.m.

3. Emploi de la détection synchrone. — 1. Généralités sur la détection synchrone. — Rappelons que le procédé de la détection synchrone, de plus en plus employé en spectrométrie infrarouge (ainsi que pour toutes les mesures en lumière modulée), consiste à combiner convenablement le signal s , superposé à un bruit b , avec un signal de référence r , synchrone de s . Certains détecteurs synchrones font le produit de s par r (exemple-type : l'électrodynamomètre [23]) ; le signal détecté est alors proportionnel à s et à r . D'autres utilisent r pour bloquer et débloquer des diodes ; le signal détecté est alors indépendant de l'amplitude de r (à condition qu'elle reste supérieure à un certain niveau).

Le schéma général du dispositif est donné par la figure 43. Le filtre passe-bande F_1 n'est plus nécessaire ⁽⁴³⁾. En effet la largeur de bande est maintenant

⁽⁴³⁾ En réalité il est généralement commode de conserver un filtre de sélectivité modérée pour réduire le niveau du bruit avant la détection et éviter une saturation des derniers étages d'amplification.

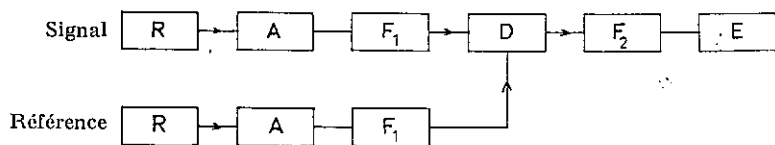


FIG. 44. — Amplificateur double symétrique pour s.i.s.a.m. : R, récepteurs ; A, amplificateurs ; F_1 , F_2 , filtres ; D, détecteur synchrone ; E, enregistreur.

$\Delta N = 1/\pi\tau_2$; elle est réglable à volonté au moyen de la constante de temps du filtre passe-bas F_2 , placé après la détection, et peut être augmentée de façon pratiquement indéfinie. C'est là l'intérêt essentiel de la méthode. Avec la détection classique, au contraire (fig. 40), la largeur de la bande est $\Delta N = N/Q$. N étant imposé entre certaines limites par le détecteur, on ne peut réduire ΔN que par un accroissement de Q . Or, les filtres à sélectivité élevée sont de réalisation difficile et exigent une grande stabilité de la fréquence de modulation ⁽⁴⁴⁾.

D'autre part la détection synchrone permet, en raison de sa sensibilité à la *phase*, un gain égal à $\sqrt{2}$ sur le rapport s/b , si on la compare, à largeur de bande égale, à la détection classique, pour laquelle l'information contenue dans la phase du signal est perdue [26].

En spectrométrie infrarouge classique la production du signal de référence ne présente pas de difficulté, la phase de la modulation étant parfaitement connue. On utilise souvent comme générateur de référence une cellule photoélectrique recevant un signal lumineux à fort niveau, découpé par le même modulateur que le faisceau issu du spectromètre.

2. Application du s.i.s.a.m. — a) *Problèmes particuliers.* — Avec le procédé de modulation *cohérente* aucune difficulté particulière ne se présenterait ; le signal de référence serait obtenu par filtrage de l'harmonique convenable du courant d'excitation.

Par contre la phase de la modulation *incohérente* n'est pas connue. Le signal de référence doit obligatoirement être produit à partir d'un faisceau lumineux modulé par l'interféromètre lui-même. Comme l'amplitude du signal de référence doit rester au moins approximativement constante pendant l'exploration du spectre, ce faisceau sera issu d'une source émettant un spectre continu.

⁽⁴⁴⁾ Une réduction de la largeur de bande n'est d'ailleurs pas *toujours* utile. Soit b_1 la valeur (moyenne) de la déviation de l'enregistreur due au bruit seul, proportionnelle à $\sqrt{\Delta N}$, et s_1 la déviation qui serait due au signal en l'absence de bruit. Comme le signal et le bruit sont incohérents et s'ajoutent quadratiquement, la déviation due au signal en présence de bruit est $\sqrt{s_1^2 + b_1^2}$. Elle est pratiquement identique à s_1 si $s_1 \gg b_1$ et une réduction de b_1 , par réduction de ΔN , n'apporte aucune amélioration. Une augmentation de τ_2 réduit naturellement les fluctuations de l'enregistreur. Donc si en utilisant la détection classique avec un filtre de largeur de bande ΔN donnée et dans des conditions expérimentales données un rapport $s_1/b_1 \gg 1$ est obtenu il est inutile de chercher à réduire ΔN . C'est seulement si s_1/b_1 est de l'ordre de 1 qu'il y a intérêt à se ramener aux conditions précédentes par augmentation de la sélectivité, donc de τ_1 . L'emploi de la détection classique avec un filtre à faible facteur Q peut donc suffire dans certains problèmes à luminosité relativement élevée.

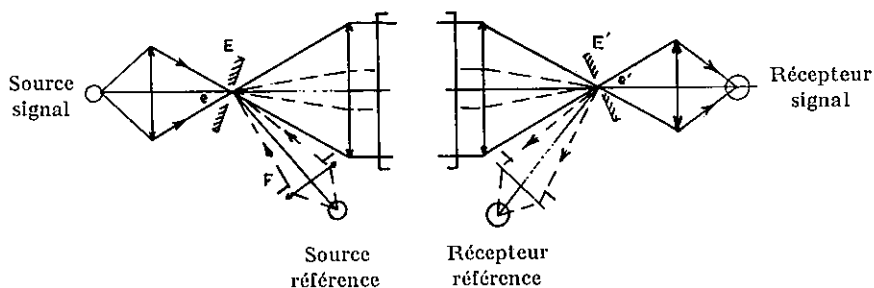


FIG. 45. — Séparation des faisceaux signal et référence.

La fréquence et la phase du signal de référence seront ainsi automatiquement les mêmes que celles du signal à détecter. Donc les sauts de phase seront les mêmes pour les deux signaux et, de plus (ce qui est pratiquement très important), les irrégularités éventuelles du mouvement de la compensatrice se traduiront par des fluctuations de fréquence identiques pour les deux signaux, dont le signal détecté sera indépendant (si aucun circuit sélectif n'est utilisé). Mais il faut remarquer que l'emploi de la détection synchrone n'apporte pas la solution du problème de la suppression des ordres parasites d'un réseau. En effet le *faisceau* de référence contient des radiations renvoyées dans tous les ordres du réseau et le *signal* de référence toutes les fréquences qui en sont issues et qui détecteront les fréquences correspondantes dans le signal à analyser. Seul l'emploi d'un circuit à facteur Q élevé, nécessitant $n \gg Q$ et une fréquence de modulation stable à mieux que $1/Q$ près permettra de les éliminer ⁽⁴⁵⁾.

Le dispositif électronique complet (fig. 44) comprendra donc deux récepteurs et deux chaînes d'amplification, aussi semblables que possible, l'une pour le signal, l'autre pour la référence, aboutissant à un détecteur synchrone. Son emploi ne diffère de celui d'un amplificateur à détection synchrone de type classique que sur deux points, d'ailleurs liés : le niveau du signal de référence n'est pas très grand par rapport à celui du signal à détecter et, d'autre part, il semble qu'il ne puisse être obtenu qu'en prélevant une partie de l'étendue du s.i.s.a.m. Mais nous allons montrer que ce prélèvement peut être fait sans perte de l'étendue utilisée pour le signal.

⁽⁴⁵⁾ Mentionnons toutefois un procédé complètement différent, purement optique, que nous avons expérimenté mais non encore pratiquement utilisé. Supposons que la lame séparatrice soit un prisme de très petit angle, d'arête parallèle au plan de section principale des réseaux (plan xOz ou plan de figure habituel). Elle introduit, sur l'un des bras de l'interféromètre seulement, une dispersion *croisée* avec celle du réseau. Les faisceaux correspondant aux radiations différentes, renvoyées par le réseau dans des ordres différents, ne sont plus confondus mais légèrement inclinés par rapport au plan de section principale, sauf un seul qui peut être dans ce plan. L'interféromètre n'est donc réglé que pour ce faisceau particulier. Il suffit que les écarts angulaires entre les faisceaux voisins soient de quelques fois la largeur de la figure de diffraction λ/H ou, en d'autres termes, que le pouvoir de résolution théorique $\partial\delta/\partial\lambda$ du prisme soit de quelques fois p , pour qu'une très forte atténuation des ordres parasites soit obtenue. On règle l'interféromètre sur l'ordre désiré par une petite rotation de la séparatrice autour de son arête.

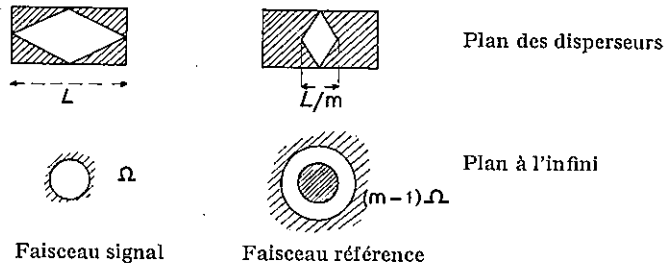


Fig. 46. — Diaphragmes limitant les deux faisceaux.

b) *Montage optique* (fig. 45). — Le diaphragme E est un petit miroir plan circulaire, percé d'un trou central circulaire e, et incliné d'un petit angle sur la direction des rayons principaux. Un miroir semblable E', coïncidant avec l'image de E, est placé au foyer de l'objectif de sortie. Les trous centraux de e et de e' jouent le rôle de diaphragmes d'entrée et de sortie pour le faisceau donnant le signal, pour lequel rien n'est modifié.

On forme une image de la source de référence (émettant un spectre continu, sur le miroir E. La fraction de la lumière qui traverse e est perdue ; celle qui est réfléchiée par la zone annulaire traverse l'interféromètre et parvient au récepteur de référence après réflexion sur E'. Un diaphragme F sur le faisceau de référence) placé dans un plan conjugué du plan origine xOy , limite la surface utilisée des disperseurs à la région voisine du plan de symétrie zOy . Si la largeur de cette surface est une certaine fraction L/m (fig. 46) de celle du disperseur il est évident que la résolution est \mathcal{R}_0/m pour le faisceau de référence (ce qui ne présente aucun inconvénient) et que l'angle solide utilisable avec le faisceau de référence vaut $m\Omega$ ou plus exactement $(m - 1)\Omega$ en tenant compte de l'obturation centrale causée par e. Si $U_s = S\Omega$ est l'étendue disponible pour le signal, elle est pour le faisceau de référence $U_r = \frac{m - 1}{m} U_s \simeq U_s$, si m est assez grand. L'étendue est donc, à peu de chose près, la même pour les deux faisceaux. Le rapport des énergies disponibles dépendra du type de spectre étudié. Avec les *spectres d'absorption* la même source peut fournir les deux faisceaux ; le miroir E n'est pas nécessaire. La cuve à absorption sera placée après e' sur le faisceau *signal*. Comme la résolution est m fois plus faible pour le faisceau *référence*, l'élément spectral modulé est m fois plus large et l'énergie m fois plus grande. Avec les *spectres d'émission* et compte tenu du fait que le s.i.s.a.m. est surtout intéressant pour des spectres très peu lumineux, il semble que l'énergie du faisceau de référence sera toujours facilement *beaucoup* plus intense que celle du signal.

c) *Effet sur la détection synchrone de la présence de bruit dans le canal de référence*. — Si le détecteur synchrone est un simple *multiplicateur* il est évident que les bruits dans les canaux S et R jouent des rôles symétriques et s'ajoutent quadratiquement. Or, nous venons de voir qu'avec le s.i.s.a.m. il est toujours possible d'avoir un signal de référence nettement plus intense que le signal à analyser. Le rapport s/b après détection ne dépendra donc pratiquement pas du bruit présent.

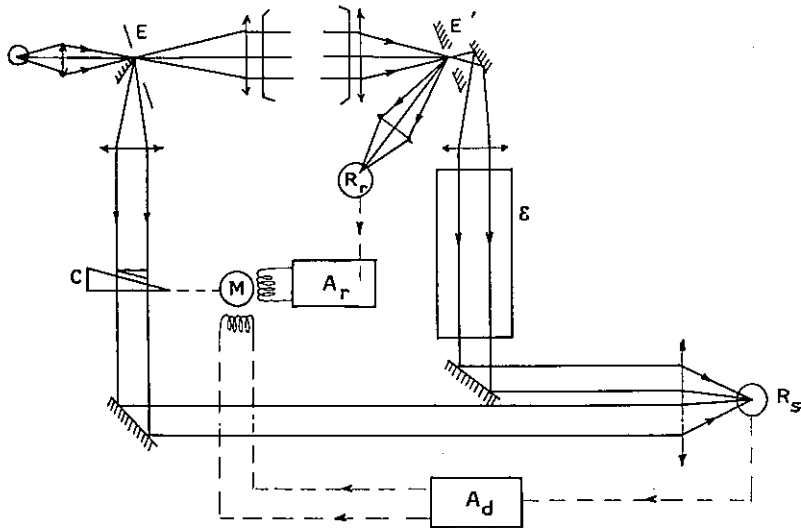


FIG. 47. — Double faisceau optique : ϵ , échantillon ; R_s , récepteur signal ; A_d , amplificateur différentiel ; M , moteur diphasé ; R_r , récepteur référence ; A_r , amplificateur référence.

dans le canal de référence. Avec un détecteur synchrone dont la réponse ne dépend pas de l'amplitude de r , ce résultat, bien que moins évident, est encore vérifié.

On voit donc que l'obligation pour le s.i.s.a.m. de produire son propre signal de référence ne constitue pas un inconvénient. Elle entraîne seulement une certaine complication du montage optique extérieur à l'interféromètre.

Un amplificateur à détection synchrone semblable à celui de la figure 44 a été réalisé et a donné des résultats satisfaisants avec le montage de la figure 45. Comme il ne présente aucune particularité, en dehors de la présence de deux chaînes d'amplification identique, nous ne le décrivons pas.

4. Systèmes à double faisceau. — Bien que les considérations développées ici n'aient pas encore conduit à des réalisations, l'intérêt des systèmes à double faisceau est tel que nous devons préciser leurs conditions d'emploi avec un s.i.s.a.m.

1. Généralités. — Les systèmes à double faisceau, surtout utilisés en spectroscopie d'absorption mais également parfois en émission [24], possèdent de nombreux avantages. Ils permettent d'obtenir directement le facteur de transmission d'un échantillon, éliminant l'effet des caractéristiques de source et de récepteur, de la transmission du disperser, de l'absorption atmosphérique et enfin de toutes les dérives d'origine électronique. En général les deux faisceaux issus du spectromètre, dont l'un traverse l'échantillon et l'autre un atténuateur réglable, sont modulés en opposition de phase et parviennent à un récepteur unique. La modulation résultante, dont l'amplitude s'annule (avec inversion de la phase) lorsque l'équilibre optique est obtenu, est amplifiée et commande l'atténuateur, dont le déplacement est enregistré. Un tel dispositif possède en outre les propriétés de la détection synchrone.

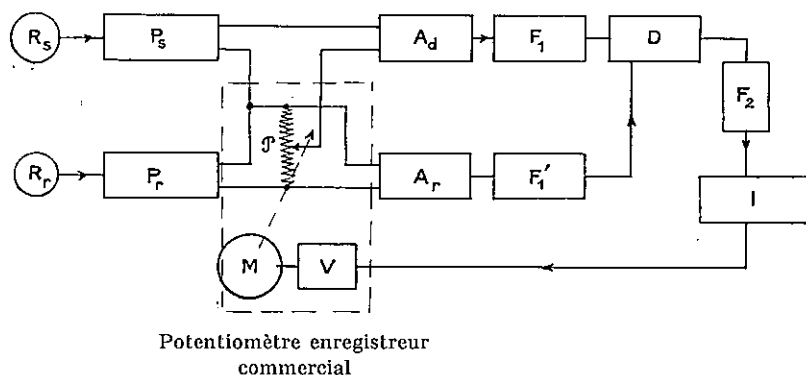


FIG. 48. — Double faisceau électronique : R_s , récepteur signal ; R_r , récepteur référence ; P_s , P_r , préamplificateurs ; P , potentiomètre ; A_d , A_r , amplificateurs ; F_1 , F_1' , F_2 , filtres ; D , détecteur synchrone ; I , adaptateur d'impédance ; M , moteur ; V , vibreur.

2. *Application au s.i.s.a.m.* — L'emploi d'un dispositif enregistreur à double faisceau présente avec le s.i.s.a.m. deux avantages *supplémentaires* : éliminations du bruit de modulation et de l'effet de légers dérèglages de l'interféromètre, relativement plus à craindre avec le s.i.s.a.m. qu'avec un spectromètre classique (§ VI.3.2).

Deux systèmes différents paraissent utilisables.

a) *Double faisceau « optique »*. — Il est équivalent au système à double faisceau décrit plus haut et utilise l'opposition de phase entre les faisceaux modulés transmis et réfléchi par l'interféromètre. Cette opposition de phase n'est pas rigoureuse si la lame séparatrice est absorbante. Un léger écart de phase est sans importance, à condition qu'il soit constant, ce qui sera toujours le cas (sauf si le domaine spectral exploré est très étendu).

La figure 47 représente le système. Le faisceau transmis par l'interféromètre traverse l'échantillon et le faisceau réfléchi (accessible au moyen d'un miroir couvrant la moitié du diaphragme d'entrée E , donc au prix d'une perte de la moitié de l'étendue) un atténuateur C . Tous deux parviennent au même récepteur R_s . Le signal, fonction de la *différence* entre les intensités des deux faisceaux, est envoyé, après amplification en A_d , à l'un des enroulements d'un moteur synchrone diphasé M , dont l'autre est alimenté par le canal de référence (après déphasage de $\pi/2$) ; le moteur commande le déplacement de l'atténuateur ⁽⁴⁶⁾.

b) *Double faisceau « électronique »*. — Ce système, de réalisation plus simple que le précédent, utilise le même montage optique que celui de la figure 45. Si l'on travaille en absorption l'échantillon est placé après e' . La partie électronique

⁽⁴⁶⁾ Si celui-ci fonctionne non par absorption mais par réduction de la surface du faisceau il devra respecter sa largeur et sa forme en losange sous peine de modifier la fonction d'appareil, donc être constitué par un losange articulé. On pourrait encore le placer dans un plan conjugué du diaphragme de sortie, mais de très légères différences de phase pourraient alors s'introduire entre les faisceaux.

diffère du montage de la figure 44 : on fait maintenant le *quotient* s/r avant détection synchrone et c'est ce quotient qui est finalement enregistré (fig. 48).

Après traversée d'un préamplificateur le signal de référence r est appliqué aux bornes d'un potentiomètre \mathcal{P} ; il est ensuite amplifié à nouveau, filtré à la fréquence de modulation, puis appliqué à l'entrée « référence » du détecteur synchrone. On applique d'autre part à l'entrée d'un amplificateur différentiel A_d la différence entre le signal s (après traversée d'un second préamplificateur identique au premier) et une fraction de r prélevée sur le potentiomètre. Le signal différentiel ainsi obtenu est envoyé à l'entrée « signal » du détecteur. Ce signal différentiel voit son amplitude s'annuler (avec inversion de la phase) lorsque le potentiomètre indique précisément le rapport entre s et r ; simultanément le signal continu à la sortie du détecteur s'annule en changeant de signe. Le signal continu commande le mouvement du potentiomètre.

La réalisation du système est grandement facilitée par l'emploi d'un potentiomètre enregistreur commercial (au prix de quelques changements de connexions). Cet appareil comprend en effet le potentiomètre, le dispositif d'enregistrement et un vibreur découpant le signal continu en alternatif, ce qui permet son amplification en puissance et l'emploi d'un servo-moteur diphasé.

Comme nous l'avons annoncé ce dispositif permet (de même que le précédent) l'élimination du bruit de modulation. En effet, les deux préamplificateurs ayant de larges bandes passantes, les sauts de phase et même les variations de fréquence dues à des irrégularités dans le mouvement en dents de scie sont sans effet sur la *position* d'équilibre du potentiomètre. Seule la *vitesse* avec laquelle il reviendra, une fois écarté, à cette position en dépendra en raison de la présence des filtres F_1 et F_1' (47).

Par contre le dispositif ne possède pas tous les avantages des « vrais » systèmes à double faisceau car il possède deux récepteurs. Il reste sensible à des variations des gains des deux préamplificateurs, à des variations des sensibilités des récepteurs (qui devront être maintenus à la même température), à une différence entre les courbes de réponse spectrale des deux récepteurs (ce qui n'interviendrait que pour des enregistrements couvrant un domaine spectral étendu). Enfin, si le faisceau de référence est obtenu comme sur la figure 46, le pouvoir de résolution étant m fois plus faible sur le faisceau de référence, les bandes d'absorption parasites (solvant, atmosphère) ne sont éliminées que si leur largeur est grande par rapport à $m\delta\sigma$. On conserve naturellement la possibilité (si l'on tolère une perte de la moitié de l'étendue) d'avoir la même résolution pour les deux faisceaux en leur consacrant à chacun une moitié du diaphragme de sortie normal.

Un appareil de ce type destiné à être utilisé en absorption infrarouge est en cours de réalisation.

(47) Les caractéristiques de ces filtres doivent être aussi voisines que possible pour ne pas introduire de rotations de phase différentes.

VI. Effets des diverses imperfections optiques et mécaniques. Tolérances. Réglages

Nous allons montrer ici dans quelle mesure le fonctionnement du s.i.s.a.m. est affecté par les défauts de réalisation inévitables : imperfections des pièces optiques, réglages imparfaits. La question des « ghosts » dus aux erreurs périodiques de tracé des réseaux nous retiendra particulièrement, car l'intensité des ghosts est relativement très grande avec un s.i.s.a.m. si des précautions spéciales ne sont pas prises. Nous commencerons par un bref rappel de l'effet des aberrations et des défauts des pièces optiques dans un spectromètre classique.

1. **Spectromètre classique. — I. Aberrations.** — Dans un spectromètre classique le ou les objectifs font partie intégrante du système et leurs aberrations interviennent pour modifier la différence de marche entre rayons interférents. Elles ont pour effet d'élargir la figure de diffraction, donc d'abaisser le pouvoir de résolution au-dessous de sa valeur théorique. Il est toujours possible de les réduire autant qu'on le veut en augmentant les longueurs focales ⁽⁴⁸⁾, donc au prix d'un encombrement plus élevé. Elles limitent enfin la valeur utilisable de β d'une façon qui dépend du montage employé. La courbure des raies, due à la variation de la déviation du disperser en dehors du plan de section principale, sans imposer de limite précise à β , apporte une difficulté supplémentaire dans l'emploi des fentes de grande longueur ⁽⁴⁹⁾.

Remarquons que les aberrations provoquent seulement une baisse de la résolution et non une perte de luminosité à condition que les largeurs de fente soient convenablement choisies, c'est-à-dire voisines de celle de l'aberration transversale. Enfin les effets d'aberrations deviennent négligeables lorsque le système est utilisé avec $\mathcal{R} \ll \mathcal{R}_0$.

2. **Défauts des pièces optiques.** — Ils se rattachent à trois types différents :

a) les défauts aléatoires larges (défauts d'homogénéité ou de surface pour les prismes ou les objectifs, défauts de surface ou erreur progressive irrégulière de tracé pour les réseaux) qui ont des effets comparables à ceux des aberrations et causent une baisse de la résolvançe effective. Ils deviennent encore sans importance si l'on travaille très au-dessous de \mathcal{R}_0 . Remarquons enfin qu'une légère courbure régulière sphérique ou cylindrique d'une des surfaces d'un disperser (ou une variation *uniforme* du pas d'un réseau) ne peuvent être considérés comme des défauts ; elles causent seulement une légère variation de la mise au point.

b) Les défauts aléatoires de petites dimensions transversales (défauts de micro-

⁽⁴⁸⁾ Les défauts des fentes jouent exactement le même rôle et leur importance peut être réduite de la même façon.

⁽⁴⁹⁾ Lors d'essais récents [25] qui ont permis d'atteindre les plus hauts pouvoirs de résolution jamais obtenus avec des réseaux (jusqu'à $1,2 \cdot 10^6$ à $\lambda = 2\,536 \text{ \AA}$) la longueur focale était de 15 m et la longueur des fentes 12 mm ce qui correspond à $\beta = 1/1\,200 \text{ rd}$.

poli des surfaces, erreur aléatoire de position des traits des réseaux) produisent de la lumière diffusée, donc réduisent le contraste sans affecter la résolvançe [54].

c) Les défauts périodiques, qui n'existent que pour les réseaux, provoquent l'apparition de raies parasites ou « ghosts ». Rappelons les résultats classiques à ce sujet en nous limitant au cas le plus simple, celui des ghosts de Rowland (dans un spectromètre de Littrow).

Soit s une abscisse perpendiculaire aux traits du réseau ; l'erreur périodique de position Δs des traits peut se mettre sous la forme

$$(VI.1) \quad \Delta s = \sum_n a_n \cos 2 \pi n \frac{s + s_n}{q},$$

dans laquelle q est la période linéaire de l'erreur, a_n l'amplitude de l'harmonique de rang n de l'erreur, s_n sa phase. Les a_n et s_n des différents harmoniques sont a priori indépendants.

La déformation de la surface d'onde renvoyée par le réseau est

$$(VI.2) \quad \Delta z = 2 \sum \frac{a_n}{\lambda} \sin i_1 \cos 2 \pi n \frac{x + x_n}{q \cos i_1}$$

et le déphasage de la vibration lumineuse $\Delta \varphi = (2\pi/\lambda) \Delta z$. Si l'on pose

$$(VI.3) \quad \varphi_n = 2 \pi (a_n/\lambda) \sin i_1$$

et en utilisant une période réduite

$$(VI.4) \quad q' = \frac{q \cos i_1}{L/2},$$

$\Delta \varphi$ peut s'écrire

$$(VI.5) \quad \Delta \varphi = 2 \varphi_n \cos 2 \pi n \frac{x' + x'_n}{q'}.$$

La nouvelle fonction d'appareil $H_1(\sigma')$ s'obtiendra simplement en remplaçant, dans l'expression (II.10), $F(x')$ par $F_1(x') = F(x') \exp(-i \Delta \varphi) \simeq F(x') (1 - i \Delta \varphi)$ (en supposant la déformation de la surface d'onde petite par rapport à λ) ; elle peut se mettre sous la forme

$$(VI.6) \quad H_1(\sigma') = H_0(\sigma') + \sum_n \varphi_n^2 [H_0(\sigma' - n \Delta \sigma') + H_0(\sigma' + n \Delta \sigma')],$$

en posant $\Delta \sigma' = 2/q'$, nombre total de périodes de l'erreur dans la largeur du réseau.

Tandis que le premier terme $H_0(\sigma')$, identique à celui qui est obtenu avec un réseau parfait, donne la partie centrale de la fonction d'appareil ou raie principale, le deuxième terme indique, pour chaque valeur de n , la présence d'une paire de « ghosts » d'intensité relative φ_n^2 , symétriquement disposés par rapport à la raie principale. L'écart entre la raie principale et le premier ghost (ou entre deux

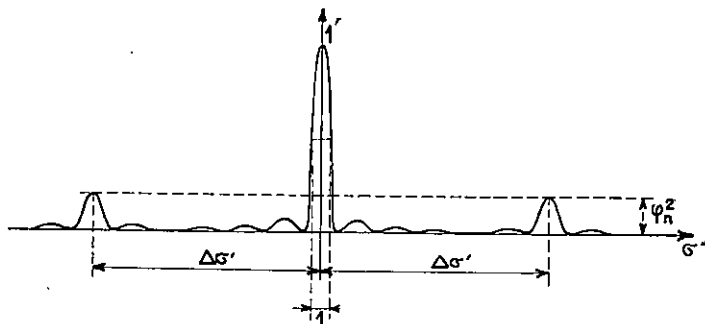


FIG. 49. — Fonction d'appareil en présence d'une erreur périodique.

ghosts consécutifs) est égal à $\Delta\sigma'$. La nouvelle fonction $H_1(\sigma')$ est représentée sur la figure 49.

On voit donc qu'avec un spectromètre à fentes, qui permet d'enregistrer l'intensité de la vibration lumineuse, l'intensité des ghosts est du second ordre par rapport à la déformation de la surface d'onde. Rappelons, d'autre part, que la phase de la vibration lumineuse n'est pas la même dans la raie centrale et dans les ghosts ; mais ceci ne présente pas d'intérêt pour le spectroscopiste.

Remarque. Cas du spectromètre de Littrow à double passage. — Dans un dispositif à double passage une image du réseau est projetée sur lui-même avec un grandissement $+1$. Si le réglage est fait de telle façon que l'image coïncide exactement avec le réseau (c'est-à-dire qu'un rayon soit reçu exactement au même point par le réseau lors de ses deux passages), la déformation de la surface d'onde est doublée et l'intensité relative des ghosts multipliée par 4. Mais il est facile, en faisant glisser l'image du réseau sur lui-même d'une longueur égale à une demi-période de l'harmonique de rang n , soit $q/2n$, de compenser ce terme de la déformation de la surface d'onde par son deuxième passage sur le réseau [28]. On peut ainsi annuler une paire de ghosts (la plus gênante). Mais dans cette opération les autres harmoniques de l'erreur périodique se placeront de façon quelconque et l'intensité des autres ghosts sera multipliée par un facteur variant entre 0 et 4 suivant les valeurs des s_n .

2. S. i. s. a. m. — 1. *Aberrations et déformations aléatoires larges.* — a) Il n'existe pas, avec le s.i.s.a.m., d'effets comparables à ceux des aberrations des spectromètres classiques, l'interféromètre ne comportant que des surfaces planes. Les aberrations des objectifs d'entrée et de sortie n'interviennent qu'au second ordre et sont pratiquement sans effet sur le pouvoir de résolution théorique. En effet, il est seulement nécessaire que leurs aberrations de sphéricité et chromatique soient petites par rapport au diamètre angulaire du diaphragme E ce qui ne présentera jamais aucune difficulté ; leur ouverture relative pourra être choisie très grande et l'encombrement du s.i.s.a.m. très réduit par rapport

à celui du spectromètre à fentes équivalent. De même les défauts d'exécution de E importent peu.

b) Par contre, l'importance des défauts aléatoires de grande aire des surfaces optiques de l'interféromètre est considérable. Le s.i.s.a.m. se comporte en effet à peu près comme un spectromètre dont il serait impossible d'ouvrir les fentes au delà de $u = 1$; les défauts entraînent ainsi non seulement une baisse de résolution (sensiblement la même qu'avec le spectromètre à fentes), mais aussi un affaiblissement du signal modulé, c'est-à-dire une perte de *luminosité*. Pour que cette perte soit faible il est indispensable que la déformation relative des deux surfaces d'onde interférentes soit petite par rapport à λ . Cette exigence est difficile à satisfaire dans le visible; il pourra être utile de procéder à des retouches locales de l'une des surfaces réfringentes (par exemple d'une face de la compensatrice) en se guidant par l'examen des franges données par l'interféromètre tout monté. Il est ainsi possible de compenser tout défaut dont les dimensions transversales ne sont pas trop petites. Cette opération ne semble pas devoir être nécessaire dans l'infrarouge étant donnée la qualité des réseaux modernes.

2. *Déformations périodiques. Ghosts.* — A) THÉORIE. — Le cas le plus simple est celui de l'interféromètre à un seul réseau (asymétrique), qui est directement comparable au spectromètre de Littrow à un seul passage. L'expression du flux modulé remplaçant (II.30) sera [en remplaçant encore $F(x')$ par $F_1(x')$]

$$\begin{aligned}
 \text{(VI.7)} \quad d\Phi_1 = & \frac{\mathcal{B}S\bar{F}^2 d\omega}{2} \left[1 + \cos 2\pi Nt \frac{\int_0^1 F^2(x') \cos \pi \sigma' x' dx'}{\bar{F}^2} + \right. \\
 & + \sum_n \varphi_n \left(\cos 2\pi N(t - t_1) \frac{\int_0^1 F^2(x') \cos \pi(\sigma' - n \Delta \sigma') x' dx'}{\bar{F}^2} + \right. \\
 & \left. \left. + \cos 2\pi N(t + t_1) \frac{\int_0^1 F^2(x') \cos \pi(\sigma' + n \Delta \sigma') x' dx'}{\bar{F}^2} \right) \right].
 \end{aligned}$$

t_1 étant un instant qui dépend de la position du réseau dans son plan; la phase du signal modulé qui donne les ghosts n'est donc pas la même que celle de la raie principale. La nouvelle fonction d'appareil est

$$\text{(VI.8)} \quad H_1(\sigma') = H_0(\sigma') + \sum_n \varphi_n [H_0(\sigma' - n \Delta \sigma') + H_0(\sigma' + n \Delta \sigma')].$$

La hauteur relative des ghosts est maintenant donnée par φ_n et non plus φ_n^2 ; elle est donc du *premier ordre*.

L'interféromètre symétrique est comparable au spectromètre classique à

double passage ⁽⁵⁰⁾, si les deux réseaux sont des copies d'un même original ; on a donc la possibilité de faire disparaître *une* paire de ghosts par une légère translation de l'un des réseaux dans son plan.

Les réseaux modernes donnent pour l'intensité relative du premier ghost (avec un spectromètre classique) des valeurs comprises entre 10^{-4} et 10^{-2} , dans le milieu du visible, suivant la valeur de l'angle d'incidence i_1 . On peut donc s'attendre à obtenir avec le s.i.s.a.m. entre 10^{-2} et 10^{-1} ce qui est considérable. Mais il ne faut pas oublier que le s.i.s.a.m. à réseaux est destiné à un emploi à peu près uniquement dans l'infrarouge et que φ_n varie en raison inverse de la longueur d'onde, de sorte que l'intensité des ghosts sera dix fois plus faible à 5μ qu'à $0,5 \mu$. D'autre part, dans les problèmes d'absorption, qui constituent une part importante des applications possibles, un ghost de hauteur relative 10^{-2} n'est perceptible que si le rapport s/b correspondant à une absorption nulle est supérieur à 10^2 , ce qui est relativement rare.

La grande intensité des ghosts constitue néanmoins pour le s.i.s.a.m. un très sérieux inconvénient, tout au moins pour les problèmes d'émission. Nous allons donc chercher par quels procédés elle peut être réduite. Étant donné que le ghost enregistré par le s.i.s.a.m. provient d'un signal modulé qui possède une amplitude, une fréquence et une phase, on peut songer à agir sur chacun de ces trois facteurs.

B) PROCÉDÉ AGISSANT SUR LA FRÉQUENCE. — Les ghosts sont modulés avec la *même* fréquence que la raie dont ils sont issus, donc avec une fréquence *différente* de celle de la raie qu'ils risquent de masquer. L'emploi d'un filtre très sélectif de bande passante centrée sur la fréquence N_1 (variable) correspondant à la radiation σ_1 sur laquelle l'interféromètre est réglé, devrait, en principe, permettre de les atténuer. En pratique l'élimination des ghosts de Rowland, toujours très voisins de la raie principale, exigerait une sélectivité beaucoup trop élevée pour être réalisable. En revanche la méthode doit permettre de supprimer les ghosts de Lyman qui peuvent être très éloignés de la raie dont ils sont issus.

C) PROCÉDÉ UTILISANT LA DIFFÉRENCE DE PHASE ENTRE GHOST ET RAIE PRINCIPALE. — On peut supprimer le signal parasite en lui ajoutant un signal de fréquence et d'amplitude égales, et de phase opposée, ce qui peut être obtenu en plaçant contre l'un des réseaux un diaphragme de fonction de contour convenable. On peut montrer que cette fonction (qui est réelle) doit être

$$(VI.9) \quad F_2(x') = F(x') \left[1 - \sum_n 2 \varphi_n \sin 2\pi n \frac{x' + x'_n}{q'} \right].$$

Si $F(x') \equiv 1$, $F_2(x')$ est périodique et la réalisation du diaphragme est relativement facile ; la forme du bord dentelé reproduit exactement celle de la déformation périodique de la surface d'onde et peut être obtenue par photographie

⁽⁵⁰⁾ Il y a une légère différence due au fait qu'un rayon lumineux ne rencontre pas des parties correspondantes des deux copies ; en effet les deux réseaux devant être utilisés dans le « blaze » seront disposés symétriquement par rapport à yOz et non par rapport à xOy (fig. 16). Ceci n'empêche pas de faire coïncider un (et en général *un seul*) harmonique de la déformation des deux surfaces d'onde.

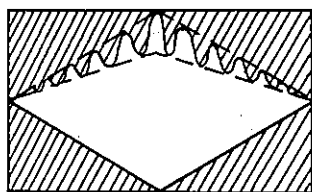


Fig. 50. — Diaphragme supprimant les ghosts.

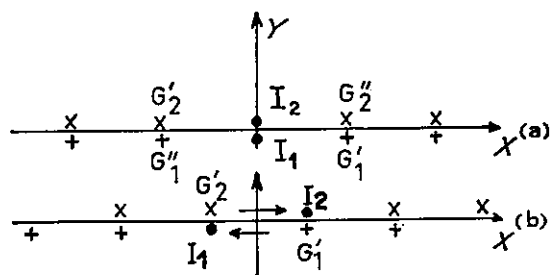


Fig. 51. — Raies principales et ghosts dans le plan de l'infini.

des franges ondulées, perpendiculaires aux traits des réseaux, que l'on obtient en déréglant légèrement l'interféromètre ⁽⁵¹⁾. Si $F(x')$ est quelconque la forme du bord du diaphragme peut être calculée à partir des franges précédentes mais sa réalisation est plus difficile. La figure 50 montre l'aspect du diaphragme qui corrigerait *une* paire de ghosts, d'intensité relative 1/10, tout en donnant une fonction d'appareil en $(\sin \pi\sigma'/\pi\sigma')^2$, c'est-à-dire dérivant du diaphragme en losange.

Nous n'avons fait aucun essai de réalisation de tels diaphragmes, la méthode que nous allons exposer maintenant permettant d'atteindre le résultat plus simplement.

D) PROCÉDÉ AGISSANT SUR L'AMPLITUDE. — Avant de l'exposer nous donnons une deuxième interprétation du fait que, dans un s.i.s.a.m., la hauteur des ghosts est proportionnelle à la déformation de la surface d'onde (et non à son carré). Supposons l'interféromètre éclairé par une source ponctuelle monochromatique à l'infini. Considérons le plan focal de l'objectif de sortie ; soient OX et OY des axes parallèles à Ox et Oy (fig. 51). On y observe deux images principales I_1 et I_2 , données par les réseaux R_1 et R_2 , accompagnées de leurs ghosts G_1' , G_1'' et G_2' , G_2'' . Toutes ces images ponctuelles sont situées sur OX ; la figure les représente légèrement décalées en hauteur pour plus de clarté. Quand les deux réseaux tournent pour explorer le spectre, I_1 et ses ghosts se déplacent vers la gauche, I_2 et les siens vers la droite.

Lorsque I_1 et I_2 viennent à coïncider (fig. 51a) les franges rectilignes, parallèles à OY, observables dans le plan xOy (§ II.3.2) et qui peuvent être considérées comme les franges des deux sources ponctuelles I_1 et I_2 , s'élargissent pour donner une teinte plate ; la modulation passe par sa valeur maximum et l'interféromètre enregistre la raie principale. Supposons égales à l'unité les amplitudes des deux vibrations interférentes ; l'amplitude résultante varie, suivant la valeur de la différence de marche entre les deux faisceaux, entre 0 et 2 et l'intensité est modulée entre les valeurs 0 et 4.

Lorsque I_1 et G_2' coïncident, ainsi que I_2 et G_1' (fig. 51b), la modulation para-

⁽⁵¹⁾ Ces franges peuvent être photographiées lorsqu'on examine un réseau à l'aide d'un interféromètre de Twyman dont la disposition est identique à celle d'un s.i.s.a.m. asymétrique [27].

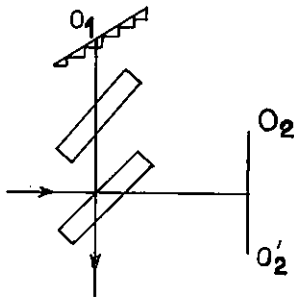


Fig. 52. — Interféromètre à réseaux croisés.

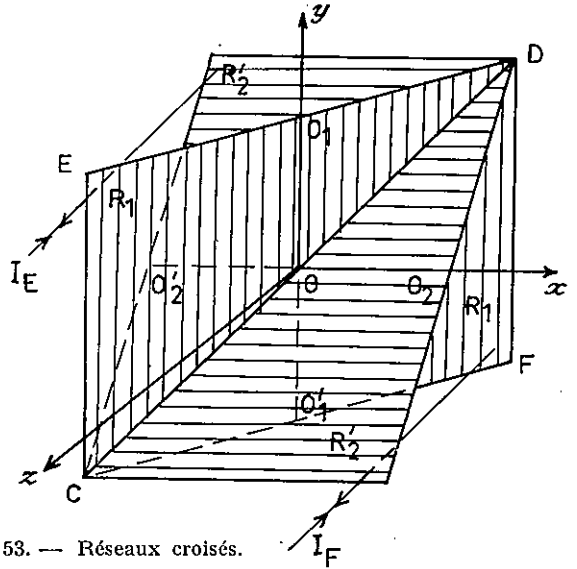


Fig. 53. — Réseaux croisés.

site (conduisant à l'enregistrement de l'un des ghosts) peut être considérée comme résultant d'interférences entre les faisceaux correspondant à I_1 , G'_2 d'une part, I_2 , G'_1 de l'autre. Considérons I_1 et G'_2 par exemple ; les amplitudes des deux vibrations sont 1 et φ_n , l'amplitude résultante varie entre $1 - \varphi_n$ et $1 + \varphi_n$ suivant la différence de marche entre les faisceaux et l'intensité résultante entre $1 - 2\varphi_n$ et $1 + 2\varphi_n$. La hauteur relative du ghost serait donc $4\varphi_n/4 = \varphi_n$ s'il était dû à I_1 et G'_2 seuls ; mais comme I_2 et G'_1 produisent un signal modulé de même amplitude et dont la phase dépend de la position relative des deux réseaux, la hauteur relative du ghost sera comprise entre 0 et $2\varphi_n$ suivant qu'il y aura concordance ou opposition entre les deux signaux.

Le point à retenir de cette discussion est le suivant : les ghosts très intenses enregistrés par un s.i.s.a.m. sont produits parce que le faisceau diffracté par l'un des réseaux *dans un ghost* a la possibilité d'interférer avec le faisceau diffracté par l'autre réseau *dans la raie principale*. Cette possibilité existe parce que les images se déplacent sur la même droite OX dans le plan focal de l'objectif de sortie, c'est-à-dire parce que les plans de section principale des réseaux sont *confondus*. Or cette disposition, qui est la plus simple et que nous avons toujours, jusqu'ici, supposée, n'est nullement essentielle au fonctionnement d'un s.i.s.a.m. Si elle est abandonnée on peut s'attendre à une réduction considérable des ghosts. Nous décrirons donc deux dispositions différentes, dont la seconde, la plus comode, a seule été réalisée.

a) *Réseaux croisés*. — Le réseau R_2 et son axe de rotation $O_2O'_2$ subissent une rotation de 90° autour de Oz ; les traits du réseau (et $O_2O'_2$) sont maintenant *dans le plan* de la figure 52, c'est-à-dire parallèles à Ox ; les traits de R_1 et son axe de rotation restent parallèles à Oy . Les dispersions des deux réseaux sont maintenant *croisées*.

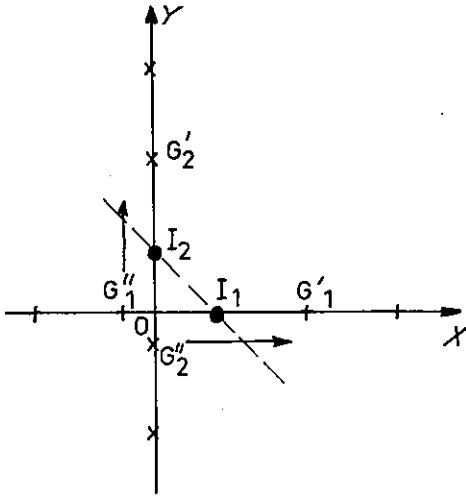


FIG. 54. — Plan de l'infini dans le cas des réseaux croisés.

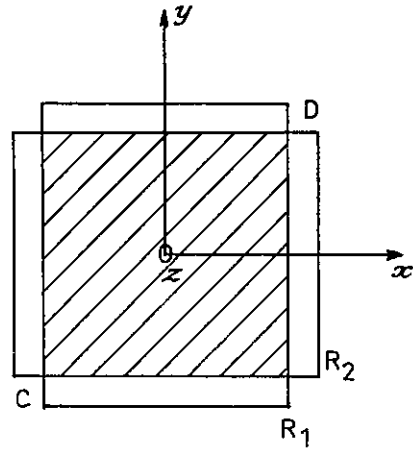


FIG. 55. — Section droite des faisceaux.

La figure 53 ⁽⁵²⁾ précise la position relative du réseau R_1 , dont l'axe de rotation $O_1O'_1$ coïncide avec Oy , et de l'image R'_2 de R_2 (axe $O_2O'_2$ coïncidant avec Ox). Les deux réseaux se coupent suivant une diagonale CD ; la différence de marche est donc nulle pour un rayon incident sur CD et maximum pour des rayons I_E, I_F reçus par les coins opposés E et F .

Dans le plan focal de l'objectif de sortie les images principales et les ghosts occupent maintenant les positions indiquées par la figure 54. I_1 et I_2 se déplaçant simultanément de longueurs égales la droite qui joint I_1, I_2 est toujours parallèle à la deuxième bissectrice de XOY , donc perpendiculaire à CD (fig. 53). Il est évident qu'un ghost, par exemple G''_1 , ne pourra jamais coïncider avec l'image principale I_2 , mais seulement avec le ghost correspondant G''_2 ; lorsque cela se produira le s.i.s.a.m. enregistrera un ghost de hauteur relative φ_n^2 , la même que dans un spectromètre classique.

La question des ghosts étant ainsi réglée il est nécessaire de préciser en quoi le pouvoir de résolution et l'étendue sont modifiés pour le dispositif à réseaux croisés. Les résultats, que nous donnerons sans démonstration, se comprennent très facilement si l'on considère les franges rectilignes des deux sources ponctuelles I_1 et I_2 ; elles sont parallèles à la droite d'intersection CD des réseaux et apparaissent sur la partie commune aux deux faisceaux (fig. 55) qui est seule utile; R_1 et R_2 sont sur cette figure les projections, en général rectangulaires, du contour des réseaux sur le plan xOy . On voit que le contour carré de la partie commune aux deux faisceaux joue le même rôle que le diaphragme losange jusqu'ici utilisé.

Dans ces conditions on vérifie que le pouvoir de résolution théorique \mathcal{R}'_0 du

⁽⁵²⁾ Cette figure représente le cas particulier où la projection des réseaux sur un plan de front (parallèle à xOy) est un carré, à la différence de la figure 55 qui représente le cas général.

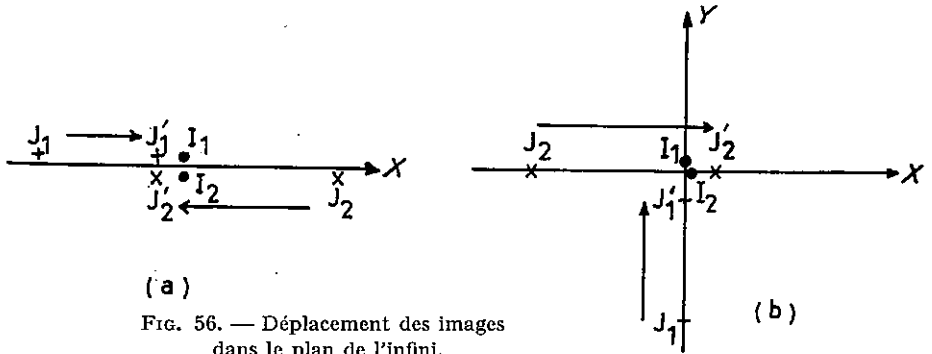


FIG. 56. — Déplacement des images dans le plan de l'infini.

système est égal au pouvoir de résolution théorique classique de la *portion utilisée* des réseaux, donc en général *inférieur* à \mathcal{R}_0 , et que la forme de la fonction d'appareil est la *même* que celle qui serait obtenue avec un interféromètre à deux réseaux (du type symétrique) muni de diaphragmes losanges. L'angle solide Ω' est encore donné par $\Omega' \mathcal{R}'_0 = 2\pi$ (pour $\mathcal{R}' = 0,8 \mathcal{R}'_0$).

Les dimensions (H , longueur des traits et L , largeur de la partie striée) de la plupart des réseaux sont choisies de façon que la section droite du faisceau soit carrée lorsque l'angle d'incidence i_1 est égal à l'angle de « blaze » φ , donc telles que $H = L \cos \varphi$. Supposons cette relation vérifiée et montrons comment varie la résolution \mathcal{R}'_0 et l'étendue U' du faisceau lorsque l'on explore un spectre, c'est-à-dire que lorsque i_1 varie.

1° $i_1 < \varphi$. La section droite du faisceau est *constante* et égale à $H^2 = L^2 \cos^2 \varphi$. Une partie de la *largeur* des réseaux n'étant pas utilisée, \mathcal{R}'_0 est inférieur à \mathcal{R}_0 : $\mathcal{R}'_0 = \mathcal{R}_0 \cos \varphi / \cos i_1$. Le produit étendue \times résolution vaut

$$(VI.10) \quad U' \mathcal{R}'_0 = 2 \pi L^2 \cos^2 \varphi .$$

2° $i_1 = \varphi$. Toute la surface des réseaux est utilisée et

$$(VI.11) \quad \mathcal{R}'_0 = \mathcal{R}_0 , \quad U' \mathcal{R}'_0 = 2 \pi L^2 .$$

3° $i_1 > \varphi$. La section droite du faisceau est *variable* et égale à $L^2 \cos^2 i_1$. Toute la *largeur* des réseaux est utilisée de sorte que $\mathcal{R}'_0 = \mathcal{R}_0$ et

$$(VI.12) \quad U' \mathcal{R}'_0 = 2 \pi L^2 \cos^2 i_1 .$$

Ces valeurs de $U' \mathcal{R}'_0$ doivent être comparées à celle qui serait obtenue avec un interféromètre symétrique à deux réseaux munis d'un diaphragme losange qui cause une perte de la moitié de la surface :

$$(VI.13) \quad U \mathcal{R}_0 = \pi H L \cos i_1 = \pi L^2 \cos i_1 \cos \varphi .$$

Le fait de croiser les réseaux donne donc un gain d'étendue Γ (à résolution égale) :

$$(VI.14) \quad \Gamma = 2 \frac{\cos \varphi}{\cos i_1} \quad \text{si } i_1 < \varphi \quad \text{et} \quad \Gamma = 2 \frac{\cos i_1}{\cos \varphi} \quad \text{si } i_1 > \varphi .$$

Il est donc inférieur à 2, sauf pour $i_1 = \varphi$. Il pourra néanmoins rester très voisin de cette valeur maximum (de même \mathcal{R}'_0 restera voisin de \mathcal{R}_0) si $\cos i_1$ s'écarte peu de $\cos \varphi$. Sans faire une discussion complète des variations de $\cos i_1$, on peut prévoir que ce sera toujours le cas si φ est faible ($\cos \varphi$ et $\cos i_1$ sont alors voisins de 1) et pour un angle φ quelconque si l'on utilise un ordre élevé (i_1 reste voisin de φ).

L'interféromètre à réseaux croisés possède donc des avantages sérieux par rapport à l'interféromètre symétrique: réduction des ghosts et augmentation de l'étendue. Mais il présente par contre un grave inconvénient pratique: d'éventuelles irrégularités du mouvement de rotation des réseaux se traduisent non seulement par des erreurs de position des éléments spectraux sur l'enregistrement (comme il est normal avec tout spectromètre et comme c'est également le cas avec l'interféromètre symétrique), mais aussi par une baisse des intensités et un élargissement des raies enregistrées.

Supposons, en effet, l'interféromètre initialement réglé sur une radiation I, c'est-à-dire les images I_1 et I_2 en coïncidence. La figure 56 représente le plan à l'infini XOY en (a) pour le dispositif symétrique, en (b) pour l'interféromètre à réseaux croisés. J_1 et J_2 sont les images de la source pour une autre radiation J; on a évidemment $I_1 J_1 = I_2 J_2$. Supposons que les deux réseaux tournent d'angles légèrement différents; J_1 et J_2 viennent en J'_1 et J'_2 , avec $J_1 J'_1 \neq J_2 J'_2$. Avec le premier dispositif (a), la modulation passe bien par un maximum égal à 100 % et sur l'enregistrement la forme et l'intensité de la raie sont correctes si la position ne l'est pas. Par contre dans le cas (b) les images J'_1 et J'_2 ne peuvent pas coïncider; le maximum de modulation enregistré au passage de la raie est élargi et abaissé. Pour que les déformations de la fonction d'appareil restent négligeables il faudrait que la différence entre les angles de rotation des réseaux soit très petite par rapport à la largeur angulaire de la figure de diffraction ou, en d'autres termes, que la distorsion du spectre enregistré selon l'échelle des σ soit très petite par rapport à $\delta\sigma_0$. Cette exigence sera d'autant plus difficile à satisfaire que le nombre d'éléments spectraux explorés de façon continue sera plus grand. Il est vrai que d'autre part la précision est réduite pour les grandes longueurs d'onde.

Remarquons cependant que l'emploi d'un système à double faisceau permet de corriger les variations d'intensité du spectre enregistré, qui ne se traduiront plus alors que par une baisse du rapport s/b et un léger élargissement des raies.

b) *Réseaux inclinés d'un petit angle.* — Au lieu de croiser les plans de section principale des réseaux on peut les incliner seulement d'un petit angle. En partant

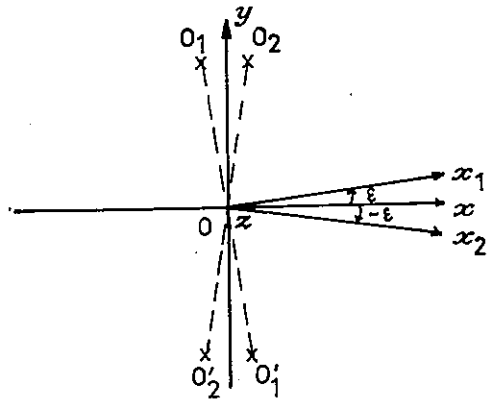


FIG. 57. — Inclinaison des axes de rotation.

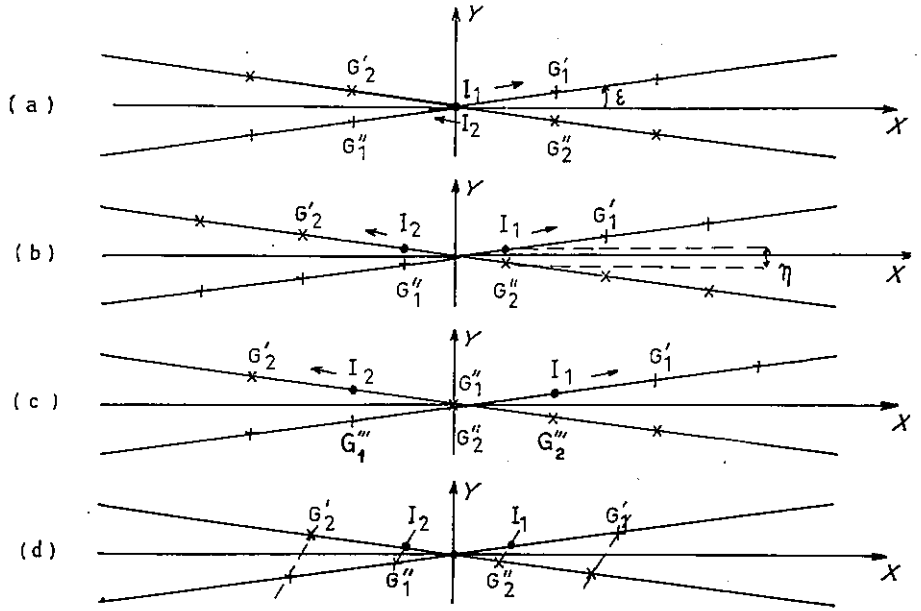


Fig. 58. — Plan de l'infini dans le cas des réseaux inclinés.

de l'interféromètre symétrique, dans lequel les axes de rotation sont confondus avec Oy , faisons tourner ces deux axes autour de Oz (direction des rayons principaux) de petits angles $\pm \varepsilon$ pour les amener dans les positions $O_1O'_1$ et $O_2O'_2$ (fig. 57). Les plans de section principale sont maintenant zOx_1 , zOx_2 et font un angle 2ε . Ils restent fixes au cours de l'exploration du spectre, les traits des réseaux étant parallèles aux axes de rotation. Comme l'angle ε est petit les conditions d'emploi sont pratiquement celles de l'interféromètre symétrique: on utilise un diaphragme losange, la résolution et l'angle solide ne sont pas modifiés. Ce système ne donne donc pas de gain d'étendue.

Dans le plan focal de l'objectif de sortie les images principales et les ghosts occupent les positions représentées sur la figure 58. En (a) les images principales coïncident [cas correspondant à (a), fig. 51] en (b) I_1 et G''_2 d'une part, I_2 et G''_1 de l'autre, sont les plus voisins [cas correspondant à (b), fig. 51]. L'écart angulaire η entre I_1 et G''_2 est alors $\eta = 2\varepsilon(\Delta\alpha/2) = \varepsilon\Delta\alpha$, $\Delta\alpha$ étant l'écart angulaire entre la raie principale et le premier ghost, qui vaut $\Delta\alpha = \lambda/q \cos i_1$. Supposons que, la situation étant celle représentée en (b), ε croisse à partir de 0; la modulation parasite issue des interférences entre les faisceaux correspondant à I_1 et G'_2 va décroître suivant une courbe identique à celle de la fonction d'appareil du s.i.s.a.m. muni d'un diaphragme losange (fig. 9, courbe a); on vérifie que le premier zéro de modulation se produira pour $\eta = 2\lambda/H$. La valeur correspondante de ε est

$$(VI.15)$$

$$\varepsilon = 2(q/H) \cos i_1.$$

Nous supposons que l'on adopte cette valeur de ε (qui sera, dans la plupart des cas, de l'ordre du degré); elle permet d'annuler non seulement le premier ghost, mais aussi les suivants. En effet, lorsque I_1 et I_2 auront tourné d'un angle double et se trouveront à proximité des ghosts suivants G_1''' et G_2''' (fig. 58c) leur distance angulaire est alors 2η , ce qui correspond au deuxième zéro de modulation.

En réalité la suppression des ghosts n'est pas parfaite. En effet lorsque la direction de la droite I_1G_2'' est oblique par rapport à OY la modulation n'est pas nulle, mais seulement très réduite; on vérifie qu'elle est nulle de nouveau lorsque I_1G_2'' est parallèle aux côtés du diaphragme losange (fig. 58d), la situation étant alors identique à celle qui donne le premier zéro de la courbe c de la figure 9. Un calcul rigoureux de la forme et de l'intensité des ghosts serait assez difficile. Remarquons enfin qu'il est inutile de chercher à annuler rigoureusement les ghosts du premier ordre, puisque ceux du deuxième subsistent (causés par exemple par les interférences entre les faisceaux correspondant à G_1'' et G_2'' dans le cas c , fig. 58). Enfin la correction dépend de la valeur de $\cos i_1$; comme il serait trop compliqué de faire varier ε au cours de l'exploration du spectre on choisira naturellement $\varepsilon = (2q/H) \cos \varphi$.

De même qu'avec le système à réseaux croisés, une irrégularité de l'entraînement empêche les images principales de coïncider, donc cause une baisse de la modulation. Mais il est facile de voir que les tolérances sont beaucoup plus larges (en gros, $1/\varepsilon$ fois) et qu'une perte appréciable de modulation et de résolution ne pourrait provenir que d'un système d'entraînement présentant des erreurs grandes par rapport à $\delta\sigma$, donc inadmissibles par ailleurs.

3. Réglages et tolérances mécaniques. — 1. Réglages. — Le réglage du s.i.s.a.m. participe à la fois de celui de l'interféromètre de Michelson et de celui du spectromètre à fentes. Les dispositifs à prévoir sont les suivants: les disperseurs seront placés dans des boîtiers munis de deux réglages fins d'orientation afin d'amener les traits du réseau (ou l'arête du prisme) à être parallèles aux axes de rotation. Par contre l'orientation des axes de rotation sera réglée par construction avec une précision très suffisante; le fait que l'interféromètre puisse également fonctionner lorsque ces axes sont parallèles, obliques ou perpendiculaires montre que cela ne présente aucune difficulté. Enfin la lame séparatrice doit posséder deux réglages rapides d'orientation et un réglage très fin (par flexion de la monture) d'orientation autour d'un axe parallèle au plan de figure habituel zOx (horizontal).

Les disperseurs et la séparatrice étant disposés à leurs places approximatives, l'interféromètre est éclairé par un faisceau parallèle, défini par un petit diaphragme E , au moyen d'une lampe donnant un spectre de raies (qui doivent être fines si \mathcal{R}_0 est grand). On observe alors sur l'écran E lui-même (par autocollimation) ainsi que dans le plan focal de l'objectif de sortie deux spectres identiques mais dispersés en sens inverses. En faisant tourner les boîtiers des disperseurs et en agissant sur les réglages de la séparatrice on fait coïncider avec E ses deux images correspondant à une même raie (et au même ordre dans le cas des réseaux); les rayons du faisceau parallèle reçus par les disperseurs sont alors des rayons

principaux. En plaçant l'œil dans l'image correspondante à la sortie et accommodant sur le plan de front xOy on aperçoit alors les franges rectilignes décrites plus haut (§ II.3.2) qui sont en général obliques et assez serrées. Par une petite rotation des boîtiers des disperseurs on les rend horizontales; enfin au moyen du réglage fin de rotation de la séparatrice on les élargit jusqu'à obtenir une teinte plate. L'interféromètre est alors réglé sur la raie utilisée.

Pour que ce réglage se conserve au cours de l'exploration du spectre la condition nécessaire et suffisante est que les plans de section principale des deux disperseurs restent fixes, donc que les traits des réseaux (ou l'arête des prismes) soient parallèles aux axes de rotation, à une petite fraction de longueur d'onde près.

Ce résultat s'obtient pour chaque disperseur par approximations successives en agissant alternativement sur ses deux réglages d'orientation (l'autre disperseur étant immobilisé). Le réglage est suivi et contrôlé d'abord au moyen d'un critère géométrique pendant le dégrossissage (les images des raies doivent défiler sur une droite fixe dans le plan focal de l'objectif de sortie), puis en vérifiant par examen de la surface des réseaux que chaque raie permet d'observer une teinte d'interférence plate. Si la précision exigée de ce réglage est beaucoup plus grande qu'avec un spectromètre à fentes, le critère utilisé est plus sensible, exactement dans la même proportion. Une fois le réglage terminé pour le premier disperseur on l'immobilise et on opère de même pour le second.

Enfin avec un appareil à grande valeur de K , qui doit être presque parfaitement compensé, il faut de plus un petit réglage de translation de la lame séparatrice afin d'obtenir l'égalité des longueurs optiques des deux bras de l'interféromètre. De plus la position moyenne de la compensatrice doit être parallèle à la séparatrice, ce qui n'est pas nécessaire avec un appareil à faible valeur de K (surtout si \mathcal{R}_0 est élevé), pour lequel l'orientation de la compensatrice n'est pas imposée.

2. *Tolérances mécaniques.* — La stabilité de l'appareil se rapproche plus de celle que l'on demande à un interféromètre de Michelson que de celle d'un spectromètre classique. Mais les dimensions de l'appareil sont considérablement plus faibles que celles du spectromètre à fentes utilisant le même disperseur et destiné à atteindre effectivement \mathcal{R}_0 . Les deux objectifs, d'entrée et de sortie, peuvent avoir des longueurs focales très réduites; leur stabilité et celle des diaphragmes d'entrée et de sortie importent relativement peu (⁵³).

Nous avons vu qu'avec le procédé de la modulation incohérente une variation de la longueur des faisceaux n'intervient pas. Une déformation accidentelle du bâti se traduisant par une rotation des disperseurs autour d'un axe vertical n'entraîne qu'une déformation de l'échelle des longueurs d'onde du spectre (⁵⁴)

(⁵³) Remarquons cependant qu'ils doivent être bien protégés des vibrations ainsi que l'ensemble du système optique (sources, récepteurs, miroirs de renvoi, ...). En effet des vibrations causeraient une modulation de l'ensemble du flux parasite, qui est grand par rapport au flux utile. Pour la même raison les sources utilisées ne doivent pas être modulées: le taux de modulation toléré est spécialement faible dans le cas de sources émettant un spectre continu.

(⁵⁴) sauf avec le dispositif à réseaux croisés.

(comme avec un spectromètre classique). Par contre, une rotation autour d'un axe horizontal dérègle l'interféromètre et réduit la modulation ; l'intensité des raies enregistrées est réduite et leur profil élargi. Un tel dérèglement peut provenir d'un défaut de réalisation des axes de rotation des disperseurs, seule partie mécanique vraiment délicate de l'ensemble. Ces axes de rotation seront en général matérialisés par la surface cylindrique de deux tourillons coaxiaux faisant corps avec les boîtiers des disperseurs ; il est évident que cette surface doit avoir la qualité d'une surface optique (de même que les glissières, planes ou cylindriques d'un interféromètre de Michelson). Une imperfection de ces surfaces se traduira par un dérèglement progressif de l'interféromètre en cours d'enregistrement (comme un mauvais réglage des disperseurs) ; la précision exigée sera d'autant plus grande que l'on désirera explorer une portion de spectre plus étendue sans avoir à régler de nouveau l'interféromètre. Ce réglage est d'ailleurs très rapide car il s'obtient par une retouche portant sur *un seul* paramètre : il suffit de faire tourner la séparatrice d'un très petit angle autour d'un axe horizontal (par sa commande de réglage fin). Si l'on utilise un spectre continu pour donner un signal de référence l'opération est particulièrement facile : il suffit de chercher à obtenir l'intensité maximum du signal de référence sans interrompre l'enregistrement et il n'est pas nécessaire de contrôler visuellement le réglage avec un spectre de raies.

Avec un spectromètre à fentes il n'existe pas de cause de dérèglement équivalente. Mais un défaut de mise au point ou un manque de parallélisme des deux fentes se traduisent par un effet analogue : abaissement et élargissement des raies enregistrées. Ces réglages sont plus difficiles à faire que le réglage unique du s.i.s.a.m. ; en effet ils exigent une manipulation de *trois* paramètres : pour les contrôler il faut enregistrer de façon répétée le sommet d'une raie très fine pour différentes mises au point et pour différentes orientations de la fente de sortie. Par contre une fois obtenus ils se conservent parfaitement.

En conclusion (et nos essais nous ont effectivement permis de le vérifier), indépendamment de toute question de luminosité, il est *pratiquement* plus facile d'approcher du pouvoir de résolution théorique d'un réseau avec le s.i.s.a.m. qu'avec un spectromètre à fentes. Mais avec le s.i.s.a.m. un dérèglement en cours d'enregistrement est plus à craindre ; on voit donc l'intérêt des systèmes à double faisceau qui permettent d'en supprimer la conséquence la plus grave, c'est-à-dire la baisse des intensités enregistrées.

Nous avons traité séparément les diverses questions relatives au mouvement de la lame compensatrice. Remarquons seulement ici que la *position* de cette lame n'a pas besoin d'être bien définie ; seule sa *direction* intervient, la précision angulaire exigée de son mouvement étant d'ailleurs très inférieure à celle qui est nécessaire pour les disperseurs. Son support pourra donc être monté très librement par rapport au reste de l'interféromètre, ce qui est important à cause des percussions qu'il devra inévitablement supporter en raison du mouvement discontinu de la compensatrice.

VII. Réalisations et résultats

Seul l'interféromètre à réseaux a été, jusqu'ici, complètement réalisé et essayé. Nous décrirons donc en détails la construction de l'appareil et les résultats qu'il a permis d'obtenir, puis beaucoup plus rapidement les quelques essais et vérifications effectués sur les autres types de s.i.s.a.m.

1. Interféromètre à réseaux. Description. — L'appareil que nous allons décrire a été construit dans le but de vérifier les principes que nous venons d'exposer et emploie des réseaux de dimensions modestes. Comme il n'est utilisable que dans l'infrarouge proche, région où le pouvoir de résolution théorique de réseaux beaucoup plus grands a déjà été atteint (même en double passage) par certains expérimentateurs [30, 31], il n'était pas question d'obtenir un gain de résolution par rapport au spectromètre classique, mais seulement des gains de vitesse ou de rapport signal/bruit.

I. Partie optique. — Les réseaux sont des copies d'un même original ; leurs caractéristiques sont : $H = 65$ mm, $L = 76$ mm, $N = 6\,000$ traits/cm, $\varphi = 30^\circ$, d'où l'on déduit, pour la radiation renvoyée dans le « blaze » dans le premier ordre, $\sigma_B = 6\,000$ cm⁻¹ ($\lambda_B = 1,64$ μ). Ces réseaux sont utilisables dans le premier ordre dans la majorité de l'infrarouge proche (de 3 000 à 9 000 cm⁻¹), soit de 3,3 à 1,1 μ ; le pouvoir de résolution théorique dans le premier ordre est $\mathcal{R}_0 = 45\,000$, la limite de résolution théorique correspondant à σ_B est $\delta\sigma_0 = 0,13$ cm⁻¹. Le rendement des réseaux et sa variation avec la longueur d'onde ont été étudiés en détails. Un rendement maximum de 0,7 a été trouvé dans le visible ; dans l'infrarouge il se rapproche certainement davantage de la valeur théorique 1. Cette question ne nous intéresse d'ailleurs pas ici, puisque nous cherchons surtout à comparer le s.i.s.a.m. au spectromètre classique et que les pertes sont les mêmes dans les deux cas ; les résultats seront donnés ailleurs [20].

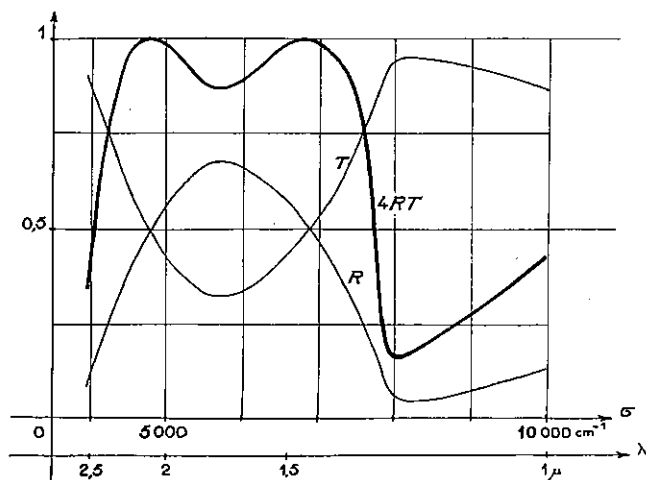


FIG. 59. — Réflexion et transmission d'une couche triple ZnS-cryolithe-ZnS.

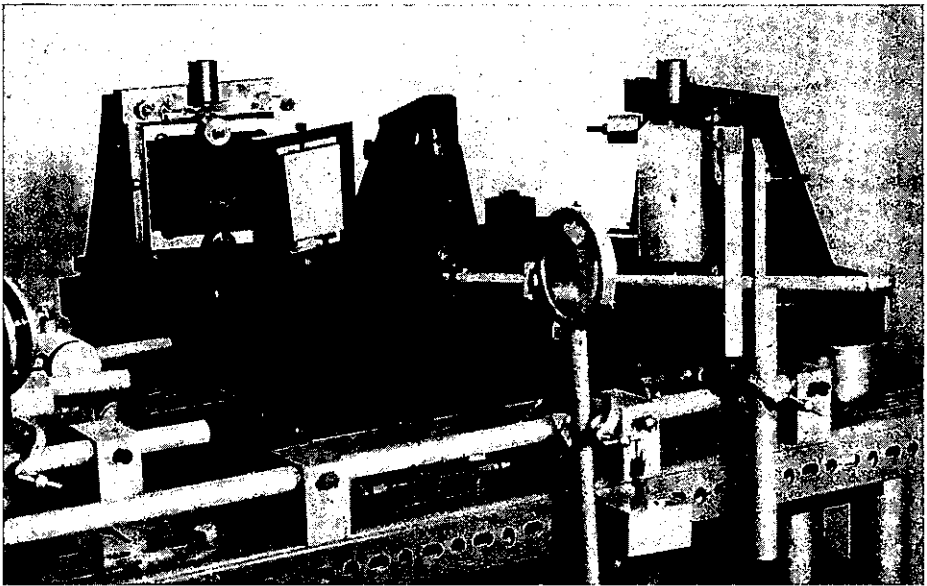
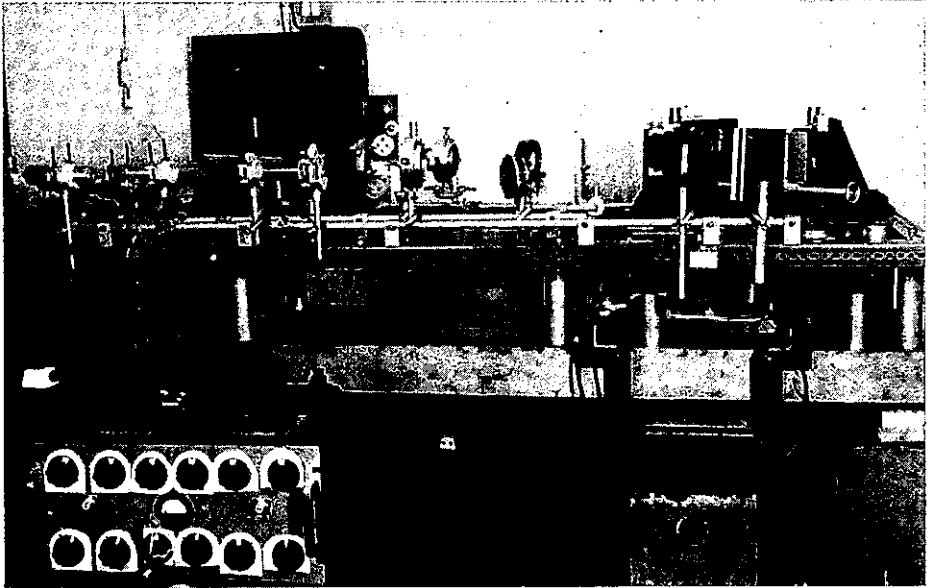
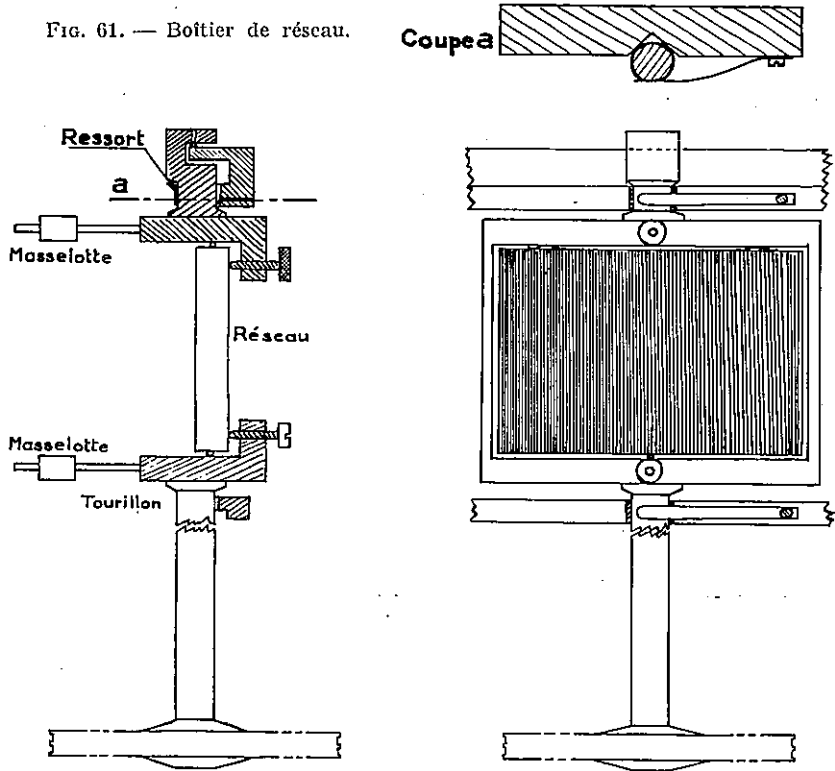


FIG. 60. — S.I.S.A.M. à réseau.

Les lames séparatrice et compensatrice sont en verre d'épaisseur 10 mm, utilisables jusqu'à $2,8 \mu$ environ. La surface semi-réfléchissante utilisée pour les essais dans l'infrarouge est une couche triple ZnS-cryolithe-ZnS ; chaque couche

Fig. 61. — Boîtier de réseau.



a une épaisseur optique $\lambda/4$ à $1,7 \mu$. La figure 59 donne son facteur de transmission mesuré T , son pouvoir réflecteur calculé ⁽⁵⁵⁾ $R = 1 - T$ et le produit $4RT$ qui mesure, comme on sait, la transmission d'un interféromètre de Michelson. On voit que cette couche est utilisable de $1,35$ à $2,30 \mu$, avec un rendement supérieur à 85 %.

2. *Partie mécanique.* — Les trois pièces optiques principales (réseaux et séparatrice) sont portées par des consoles en fonte (fig. 60) sur une platine carrée en acier de $500 \times 500 \times 25$ mm ⁽⁵⁶⁾. Les réglages grossiers sont obtenus par des vis calantes sous les semelles des consoles qui sont ensuite bloquées sur la platine. Cette disposition, qui manque un peu de rigidité, n'a été adoptée que provisoirement pour permettre des tâtonnements sur la longueur et l'angle des faisceaux.

A) *DISPOSITIF D'ENTRAÎNEMENT DES RÉSEAUX.* — Les boîtiers des réseaux sont munis de tourillons cylindriques coaxiaux (fig. 61) que des ressorts appliquent contre des « vés » horizontaux. Le poids du système mobile est supporté par une bille de roulement portant sur une surface plane horizontale ; des masse-

⁽⁵⁵⁾ L'absorption d'une telle couche triple est certainement négligeable dans la région utile.

⁽⁵⁶⁾ L'encombrement de l'interféromètre était imposé par celui des consoles et aurait pu être beaucoup plus réduit si des supports spécialement dessinés avaient été utilisés.

des rubans moteurs est inversé sur la poulie P ; les deux réseaux tournent maintenant en sens *inverses* de sorte que leurs images restent confondues. Si les réseaux tournent d'angles rigoureusement égaux, on doit pouvoir observer des franges d'interférences fixes. C'est pratiquement le résultat obtenu pour des rotations ne dépassant pas $1/200$ rd (correspondant à environ 200 éléments spectraux vers $6\,000\text{ cm}^{-1}$), tout au moins tant que le sens de rotation ne s'inverse pas ; un léger effet de « temps perdu » se manifeste alors. Il semble donc que la précision du dispositif puisse suffire pour explorer de petits domaines spectraux par la méthode des réseaux croisés, qui n'a pas été essayée en raison de l'importance des modifications mécaniques nécessaires.

Lorsque les axes des réseaux étaient inclinés d'un petit angle (§ VI.2.2D), la poulie P était remplacée par un tambour lisse sur lequel R_1 et R_2 (qui ne sont alors plus coplanaires) s'enroulaient suivant une hélice de faible pas. On pouvait ainsi faire tourner les réseaux d'un petit angle suffisant pour explorer l'intervalle spectral correspondant aux ghosts. Afin que les rubans s'enroulent correctement pour une rotation quelconque il serait nécessaire que le tambour se déplace suivant cette même hélice, c'est-à-dire que son axe soit une vis tournant dans un écrou fixe.

B) LAME SÉPARATRICE. — Le réglage fin de rotation autour d'un axe horizontal (par flexion de la monture) peut être manœuvré de l'extérieur de la boîte qui enferme normalement l'interféromètre (pour réduire les courants de convection). On peut ainsi corriger à tout moment un dérèglement éventuel.

C) DISPOSITIF D'ENTRAÎNEMENT DE LA COMPENSATRICE. — Le problème de l'entraînement de la compensatrice peut paraître plus facile à résoudre que celui de l'entraînement des réseaux en raison de la précision angulaire plus faible qui est nécessaire. Une solution satisfaisante a, en fait, été beaucoup plus longue à trouver.

Deux dispositifs différents ont été utilisés ; le premier, le plus évident, utilisait une came linéaire (double spirale d'Archimède) sur laquelle était appliqué un levier calé sur l'axe de la compensatrice. La came, entraînée par un moteur synchrone à réducteur, faisait environ 1 tr/s, c'est-à-dire que la fréquence du mouvement en dents de scie était $N_1 = 1$ Hz. La taille d'une came linéaire est une opération simple et ses dimensions avaient été choisies assez grandes pour que les défauts (de l'ordre de quelques centièmes de millimètre) soient négligeables par rapport à l'amplitude du débattement (25 mm).

Les résultats n'ont pas été satisfaisants. Malgré de nombreux tâtonnements portant sur la nature du point d'application (roulement, patin de Teflon), sur la raideur et le moment d'inertie du bras de levier, le couple de rappel qui l'appliquait sur la came et l'addition de systèmes d'amortissement par frottements solides ou fluides, le passage des deux points anguleux de la came amorçait toujours des vibrations. La fréquence de modulation obtenue, comparée sur l'écran d'un oscilloscope à celle d'un générateur BF donnait des courbes de Lissajous à peine reconnaissables en raison de l'importance des fluctuations rapides du signal.

Ce dispositif a néanmoins permis d'enregistrer les premiers spectres et même

d'utiliser un filtre avec des valeurs de Q allant jusqu'à 20. Les nombreuses irrégularités du signal après détection (qui n'étaient même pas périodiques) étaient à peu près éliminées par l'emploi d'une forte constante de temps τ (de l'ordre de 5 s). Le système aurait sans doute permis de mettre en évidence le gain de luminosité du s.i.s.a.m. dans l'étude de très faibles spectres d'émission (assez faibles pour que le bruit du récepteur justifie l'emploi, avec le s.i.s.a.m., de constantes

de temps τ supérieures à 5 s). Mais il ne pouvait être question de prouver le gain de rapidité possible dans le cas des spectres d'absorption qui, à la résolution cherchée et dans la région accessible, sont relativement lumineux.

Un système de principe complètement différent a ensuite été essayé. Il utilise le mouvement de rotation sans couple de rappel d'un volant V de 30 cm de diamètre (fig. 63), à grand moment d'inertie, calé sur l'axe de la compensatrice. Le volant porte deux lames de ressort plates L et L' dont le déplacement est limité par quatre butées réglables B_1, B_2, B'_1, B'_2 . Les frottements sont très réduits, le poids du volant étant supporté par un pivot à billes de petites dimensions (rayon du cercle d'appui des billes, 0,4 mm); si on les néglige le mouvement est linéaire entre deux chocs.

La durée des chocs dépend uniquement de la raideur des ressorts et du moment d'inertie du volant, non de la vitesse de rotation. En effet, pendant la durée du contact entre ressorts et butées le volant est soumis à un couple de rappel proportionnel à la flexion du ressort; le mouvement (fig. 64a) entre les instants t_A, t_B (points A et B), représenté par un arc de sinusoïde, est donc isochrone. On obtient sans difficultés une durée des chocs inférieure à $1/100$ s (estimée à l'oscilloscope par celle du contact électrique entre butées et ressorts), donc négligeable par rapport à T_s (en général de l'ordre de 1 s). La légère accélération nécessaire, mentionnée plus haut (§ V.2.3) est obtenue en réintroduisant, au moyen d'un ressort R , un très faible couple de rappel de grandeur pratiquement constante et réglable au moyen du bouton moleté M .

Les percussions appliquées par les butées sur la partie mobile ne provoquent pas de vibrations de celle-ci à condition que les réactions sur l'axe soient nulles. Ceci exige que l'axe soit un axe principal d'inertie et, d'autre part, que les percussions soient appliquées au même instant sur les lames L et L' , ce que le système d'entretien permet de vérifier facilement.

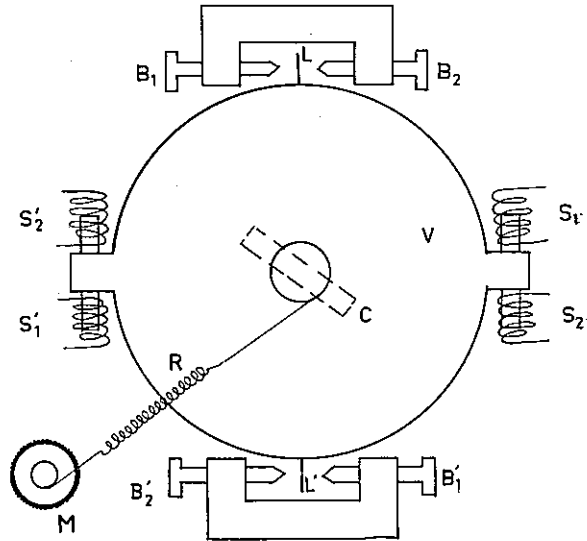


FIG. 63. — Dispositif d'entraînement de la compensatrice.

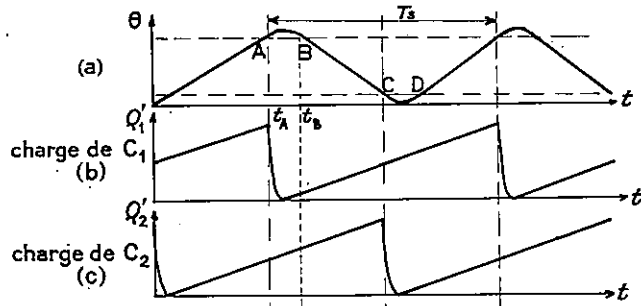


FIG. 64. — Mouvement de la compensatrice (a) et charge des condensateurs d'entretien C_1 (b) et C_2 (c).

Les percussions de réaction absorbées par les butées sont très importantes et obligent à faire porter celle-ci par un support massif couplé rigidement au sol et complètement isolé de l'interféromètre (qui repose lui-même sur amortisseurs).

A chaque demi-période le volant perd une faible fraction de son énergie par frottements pendant le mouvement quasi linéaire et une plus importante pendant le choc qui est imparfaitement élastique. L'entretien est assuré par la décharge d'un condensateur C_1 (fig. 65) dans les bobines S_1, S'_1 quand les deux lames L et L' (reliées électriquement entre elles mais isolées de la masse du volant) établissent un contact entre les butées B_1, B'_1 . Un deuxième condensateur C_2 est déchargé dans les bobines S_2, S'_2 lors du deuxième contact. La durée de la décharge (déterminée par la capacité C , la résistance et la self des bobines) est inférieure à la moitié de celle du choc de sorte que les bobines, exerçant une attraction sur les noyaux plongeurs, fournissent un travail positif, condition nécessaire pour qu'il y ait entretien.

Avec le système d'entretien actuellement utilisé le mouvement est auto-entretenu et la fréquence N_s est déterminée par les quantités d'énergie apportée et dissipée à chaque période. Pour que N_s dépende relativement peu des variations des frottements mécaniques il est avantageux que la charge des condensateurs augmente rapidement au voisinage de l'instant du choc. Dans ce but C_1 et C_2 sont chargés à courant constant à travers des pentodes P_1, P_2 . Leur charge en fonction du temps est représentée par la figure 64. La vitesse de charge de C_1, C_2 , donc l'énergie des impulsions, augmentent avec le courant de plaque des pentodes. Un premier potentiomètre R_1 permet de faire varier simultanément les potentiels des deux grilles, donc l'énergie des deux impulsions et la fréquence N_s . Un deuxième potentiomètre R_2 règle la différence des potentiels entre les deux grilles sans changer (en première approximation) leur somme. Il permet de transférer de l'énergie d'une impulsion sur l'autre et de régler ainsi la symétrie du mouvement entre les deux demi-périodes. Ce réglage est nécessaire pour corriger de petites dyssymétries du montage mécanique ; d'ailleurs en raison de l'accélération du mouvement due au ressort R la vitesse n'est pas la même pour les chocs (1) et (2) et l'énergie des impulsions doit donc être légèrement différente.

La décharge des condensateurs se fait à travers des thyatron T_1, T_2 , normalement bloqués par leurs grilles mises à la masse ; à l'instant des chocs les grilles

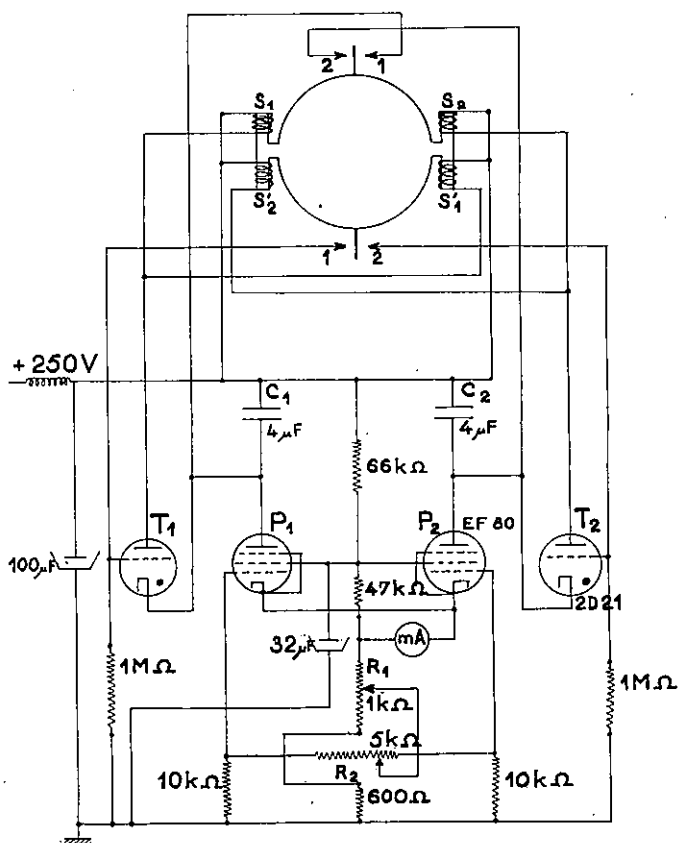


FIG. 65. — Système d'entretien du mouvement de la compensatrice.

se trouvent reliées aux cathodes par les contacts. L'ensemble est alimenté par la même source de haute tension stabilisée que l'amplificateur; sa consommation est de l'ordre de 5 mA et la puissance électrique effectivement dépensée dans les bobines est inférieure à 1/10 W. Le rendement électromécanique des bobines et des noyaux plongeurs étant certainement très mauvais la puissance mécanique dissipée doit être beaucoup plus faible.

Le réglage des potentiomètres R_1 , R_2 et de la tension du ressort R se fait en contrôlant la valeur et la stabilité de la fréquence de modulation elle-même. On fait sur l'écran d'un oscilloscope des ellipses de Lissajous, avec le signal donné par un générateur BF. Si le mouvement était rigoureusement celui que nous avons supposé dans l'étude de la modulation incohérente, on observerait des ellipses parfaitement stables, mais dont la forme changerait brusquement à l'instant des chocs⁽⁵⁸⁾. En pratique deux sortes d'erreurs subsistent :

a) *Stabilité de la fréquence de modulation à court terme.* Dans les conditions normalement employées ($N_s = 1$ Hz, $T_0/2 = 0,5$ s, $N = 160$ Hz, soit $n = 80$),

⁽⁵⁸⁾ tout au moins lorsque Q et τ_1 sont faibles.

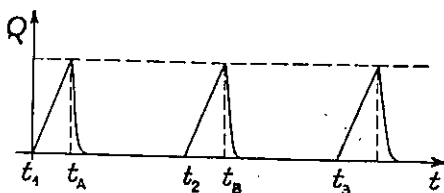


FIG. 66. — Charge des condensateurs d'entretien avec synchronisation du mouvement.

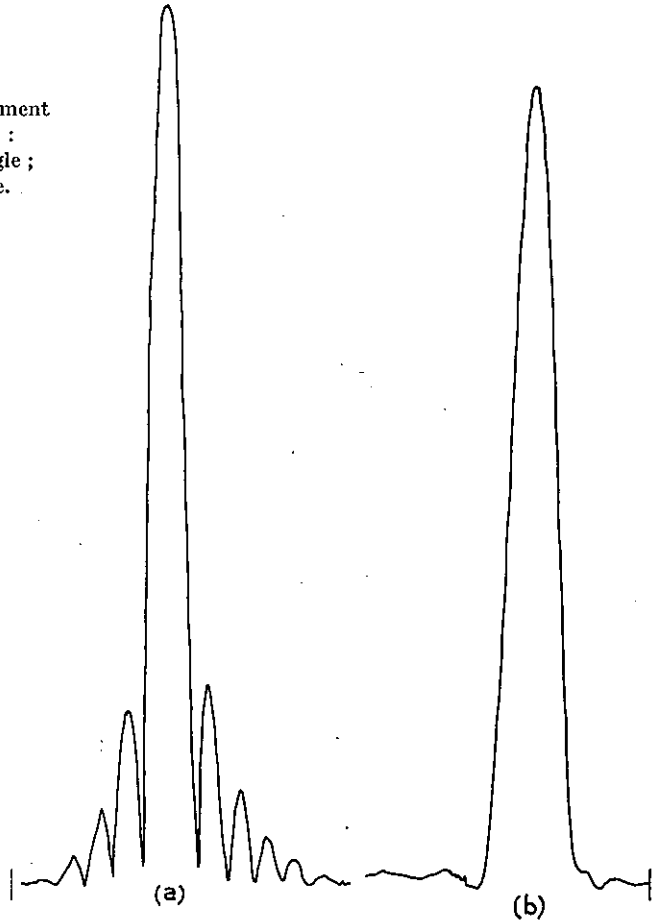
on peut obtenir une ellipse parfaitement stable pendant une demi-période du mouvement ; pendant l'autre la déformation de l'ellipse (difficile à estimer avec précision), paraît être de l'ordre de $1/10$ de période. La raison en est que les frottements résiduels se traduisent par un couple de grandeur à peu près constante et de sens opposé au mouvement ; il est possible de les compenser par l'action du ressort R pendant la demi-période où ce ressort exerce un travail positif mais non pendant l'autre. Il serait souhaitable d'améliorer ce résultat en vue de l'emploi de filtres à Q élevé, qui nécessiteraient des valeurs de n beaucoup plus grandes. On pourrait y parvenir par une modification du système d'entretien en faisant circuler un faible courant constant dans les bobines, dans un sens entre les chocs (1) et (2) et dans l'autre entre (2) et (1) ; des plongeurs de forme convenable permettraient d'obtenir un couple à peu près constant. Nous pensons que cette complication ne sera pas nécessaire et qu'une réduction des frottements, par l'emploi d'une suspension à couteaux, donnera des résultats suffisants. Une telle suspension sera utilisée sur de nouveaux s.i.s.a.m. actuellement en construction.

b) Stabilité à long terme de la fréquence de modulation. Comme pour tous les oscillateurs à relaxation la fréquence N_s (et, par conséquent, la fréquence de modulation N) est mal définie et dépend des variations de facteurs mécaniques et électroniques. En fait la stabilité normale de N_s est de l'ordre de 2 % (après une période de mise en route d'une vingtaine de minutes), très suffisante avec les filtres à faible Q que nous avons utilisés jusqu'ici.

Mais le système pourrait facilement être asservi à un oscillateur stable, de fréquence N_1 , mécanique (pendule) ou électronique (générateur BF suivi d'un diviseur de fréquence). La charge des condensateurs débiterait à des instants t_1, t_2, t_3, \dots (fig. 66) fixés par cet oscillateur, leur décharge restant déclenchée par les contacts. N_s serait ainsi nécessairement égale à N_1 . Une augmentation des frottements mécaniques n'entraînerait plus qu'un léger retard de la phase du système asservi par rapport à celle de l'oscillateur pilote et non une variation de fréquence.

2. Résultats. — *1. Fonction d'appareil théorique.* — En vue d'obtenir la fonction H_0 elle-même et d'éliminer les effets secondaires pouvant causer un élargissement, tels que largeur propre de la raie ou largeur de la fonction exploratrice rectangulaire R , les deux réseaux ont été utilisés dans l'ordre 0 pour enregistrer les deux courbes de la figure 67. En (a) le réseau est diaphragmé par un rectangle et en (b) par un losange inscrit dans ce rectangle. La hauteur des raies a été ramenée sensiblement à la même valeur par variation de l'amplification. La détection classique était utilisée de sorte que la courbe (a) est de la forme

FIG. 67. — Enregistrement
de la fonction H_0 :
a) diaphragme rectangle ;
b) diaphragme losange.



$|\sin 2\pi\sigma'/2\pi\sigma'|$. Une petite partie de la surface des réseaux était utilisée afin de réduire l'importance des défauts de surface.

2. *Pouvoir de résolution.* — Dès son assemblage l'interféromètre à réseaux a permis, immédiatement et sans difficultés, d'approcher le pouvoir de résolution théorique d'aussi près que les défauts de surface pouvaient le laisser attendre ⁽⁵⁹⁾.

Le premier essai a été fait dans la région violette du spectre, c'est-à-dire dans des conditions relativement sévères. Les réseaux étaient employés dans le quatrième ordre et munis de diaphragmes en losange ; comme la séparatrice alors utilisée limitait à 60 mm la largeur utilisée des réseaux la valeur correspondante de \mathcal{R}_0 était de 144 000. Avec un diaphragme E de diamètre angulaire $7,5 \cdot 10^{-3}$ rd, correspondant à $\Omega \mathcal{R}_0 = 2\pi$, on pouvait espérer obtenir $\mathcal{R} = 0,8 \mathcal{R}_0 = 115 000$.

⁽⁵⁹⁾ L'un des réseaux présentait une courbure approximativement sphérique, de l'ordre d'un tiers de frange, que nous avons partiellement compensée par une flexion du verre.

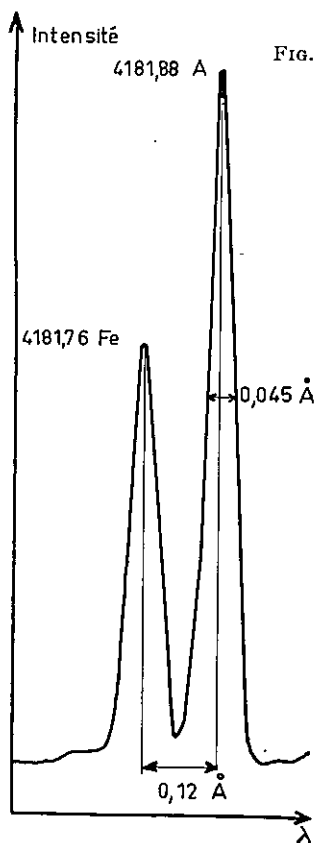


Fig. 68. — Enregistrement de deux raies dans la région violette.

On a en fait mesuré sur les raies ⁽⁶⁰⁾ de la figure 68 une largeur de 0,045 Å correspondant à $\mathcal{R}' = 95\,000$.

Il est normal que dans l'infrarouge le pouvoir de résolution théorique (qui, dans le premier ordre, est quatre fois plus faible) puisse être approché de plus près. Ainsi sur les figures 70 et 72 (ainsi que sur d'autres enregistrements à dispersion linéaire plus élevée), on peut mesurer une largeur à mi-hauteur des raies d'absorption les plus fines de $0,19\text{ cm}^{-1}$, correspondant à $\mathcal{R}' = 30\,000$. Toute la largeur des réseaux étant maintenant utilisée on pouvait espérer atteindre $\mathcal{R} = 0,8\mathcal{R}_0 = 0,8 \times 45\,000 = 36\,000$, soit une limite de résolution $\delta\sigma = 0,168\text{ cm}^{-1}$. Or, la largeur propre des raies n'est certainement pas négligeable sur ces enregistrements et suffit à expliquer l'élargissement constaté.

3. *Ghosts*. — La hauteur relative du ghost le plus intense a été mesurée à $\lambda = 5\,035\text{ Å}$ dans les cas suivants :

- a) réseaux à traits parallèles, position relative la plus défavorable des deux réseaux (correspondant à la mise en phase du premier harmonique de l'ondulation des deux surfaces d'onde) : hauteur relative 10^{-1} ;
 b) réseaux à traits parallèles, position la plus favorable, hauteur relative : 2.10^{-2} ;
 c) réseaux inclinés d'un angle ε correspondant à (VI.15), soit ici $\varepsilon = 5.10^{-2}$ avec $H = 65\text{ mm}$, $\cos i_1 = 0,85$, $q = 2\text{ mm}$: hauteur relative $< 10^{-3}$.

4. *Sélection d'un ordre du réseau par la fréquence de modulation*. — Ces essais étant surtout intéressants dans les ordres élevés nous avons opéré dans le visible avec un spectre de raies (fer et argon). Le dispositif d'entraînement de la compensatrice par came (abandonné depuis) était encore utilisé. La fréquence de modulation était de 100 Hz pour les raies violettes (quatrième ordre) et de 75 Hz pour les raies vertes (troisième ordre). Le spectre de la figure 69b a été obtenu avec une large bande passante et la hauteur relative des raies y est respectée. Avec une bande passante centrée sur la fréquence 100 Hz on a obtenu une atténuation des raies vertes (fig. 69a) allant jusqu'à 10 fois pour un Q de 20 environ. Aucun gain n'était plus obtenu pour $Q > 20$, ce qui n'a rien d'étonnant étant données les irrégularités de la modulation. Les essais n'ont pu être repris depuis la modification du système d'entraînement de la compensatrice, mais il

(60) émises par une cathode creuse en fer, en atmosphère d'argon.

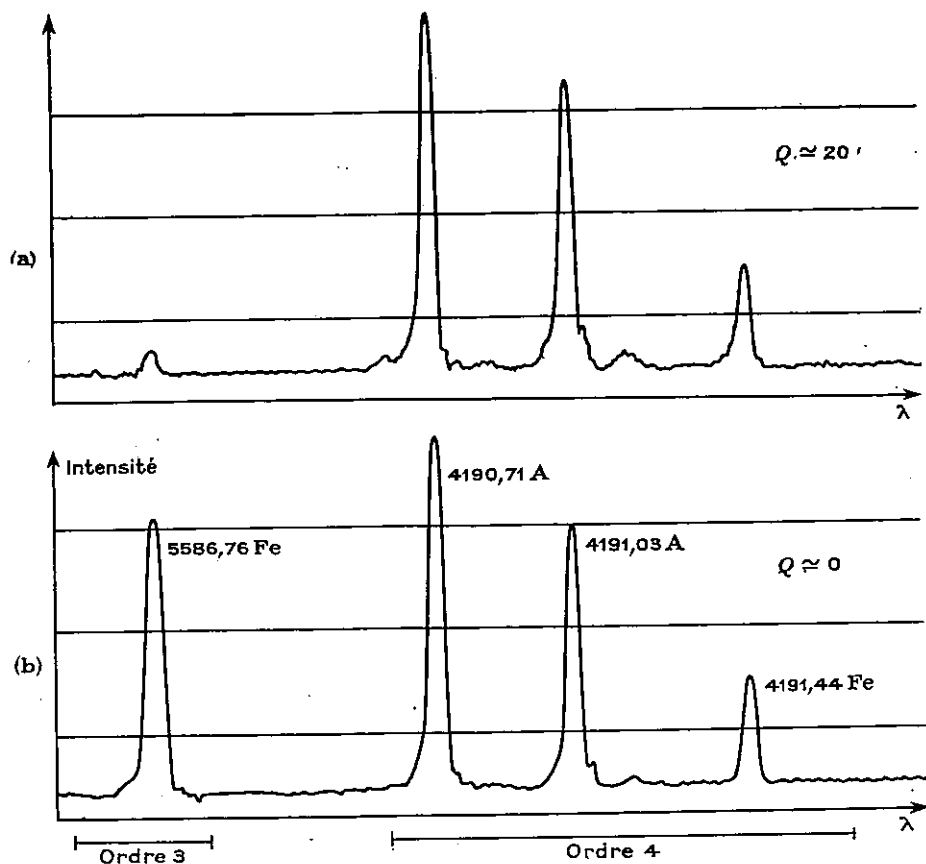


Fig. 69. — Atténuation des ordres parasites par emploi d'un filtre à Q élevé.

est probable que des valeurs de Q nettement plus élevées pourront être utilisées.

5. *Luminosité.* — La connaissance de la luminosité de l'appareil, c'est-à-dire du flux modulé transmis par une source de luminance unité implique la mesure de l'étendue utilisable (qui, définie par les diaphragmes placés à l'infini et sur la surface des réseaux, ne comporte aucune incertitude), celle du rendement $4RT$ de la séparatrice et du rendement des réseaux, que nous avons déjà précisés, et enfin celle du coefficient $\tau(u)$, c'est-à-dire de la profondeur de modulation lorsque l'interféromètre est réglé sur une raie monochromatique de largeur très inférieure à sa limite de résolution. Ainsi que nous l'avons montré (§ VI.2.1), les défauts de surface des réseaux, de la séparatrice et de la compensatrice causent une baisse de la profondeur de modulation, c'est-à-dire du coefficient $\tau(u)$.

L'interféromètre étant réglé sur la raie $5\,035\text{ \AA}$, avec le diaphragme normal (correspondant à $\mathcal{R} = 0,8\mathcal{R}_0$) la profondeur de modulation mesurée a été de 50 % (valeur théorique 80 %). La perte, due essentiellement à la légère courbure de l'un des réseaux signalée plus haut, est donc appréciable dans le visible. Elle est certainement négligeable dans l'infrarouge (où sa mesure directe exigerait

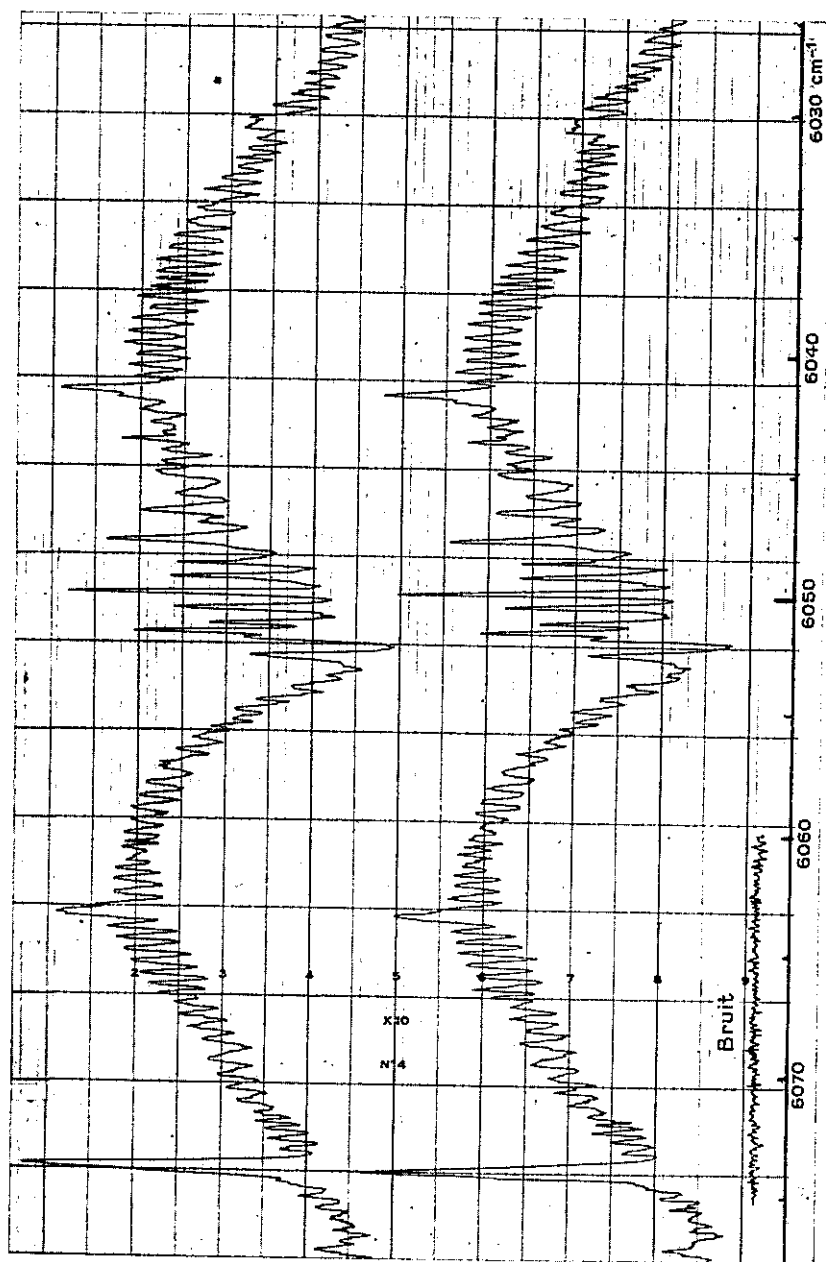


Fig. 70. — Spectre d'absorption de CH_3I , $\delta\sigma = 0,19 \text{ cm}^{-1}$, vitesse 1 cm^{-1} en 5 s, durée 4 m 10 s.

une raie d'émission très fine et bien isolée).

6. *Rapport signal/bruit et vitesse d'enregistrement.* — La figure 70 représente deux enregistrements successifs d'un même spectre d'absorption infrarouge (CH_3I vers $1,65 \mu$; pression, 15 cm de mercure; longueur de la cuve, 40 cm;

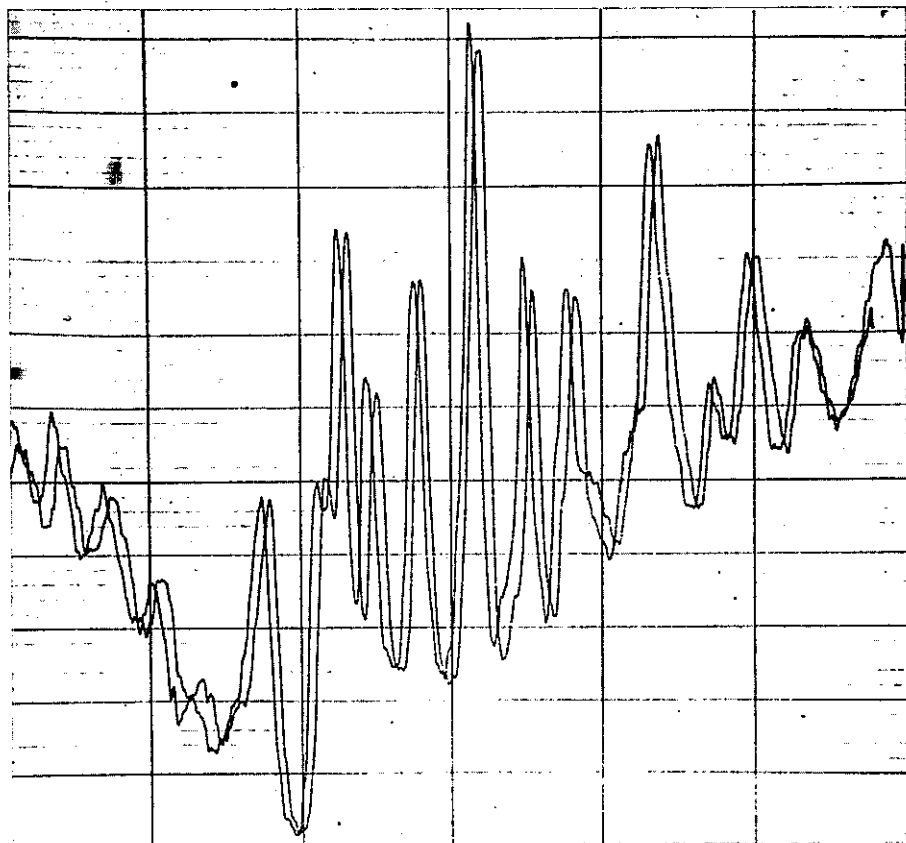


FIG. 71. — Reproductibilité des enregistrements : CH_3I , $\delta\sigma = 0,19 \text{ cm}^{-1}$,
vitesse 1 cm^{-1} en 10 s.

source, lampe à incandescence 6 V, 5 A avec une cellule au sulfure de plomb *non refroidie*) à la vitesse de 1 cm^{-1} en 5 s. La limite de résolution mesurée étant de $0,19 \text{ cm}^{-1}$, un élément spectral (dont la largeur est égale à celle d'une raie à mi-hauteur) est exploré en 0,9 s. La constante de temps de l'enregistreur étant voisine de 0,3 s, il était impossible d'aller plus vite ⁽⁶¹⁾. Pour estimer le rapport s/b dans ces conditions il faut tenir compte du fait que la profondeur d'absorption maximum était de 50 % environ, donc que la déviation correspondant au signal est 2 fois la hauteur des raies d'absorption les plus profondes.

Un tracé obtenu en arrêtant l'exploration est également présenté afin de permettre l'appréciation du bruit. La période T_s du mouvement en dents de scie était de 1 s environ ; on ne distingue pas sur cette trace de périodicité correspondante, ce qui montre que le bruit de modulation était négligeable dans les conditions de l'expérience (ce que l'on pouvait d'ailleurs vérifier en supprimant

⁽⁶¹⁾ En fait une telle vitesse est déjà trop élevée pour qu'une mesure correcte des intensités puisse être tirée de ces enregistrements.

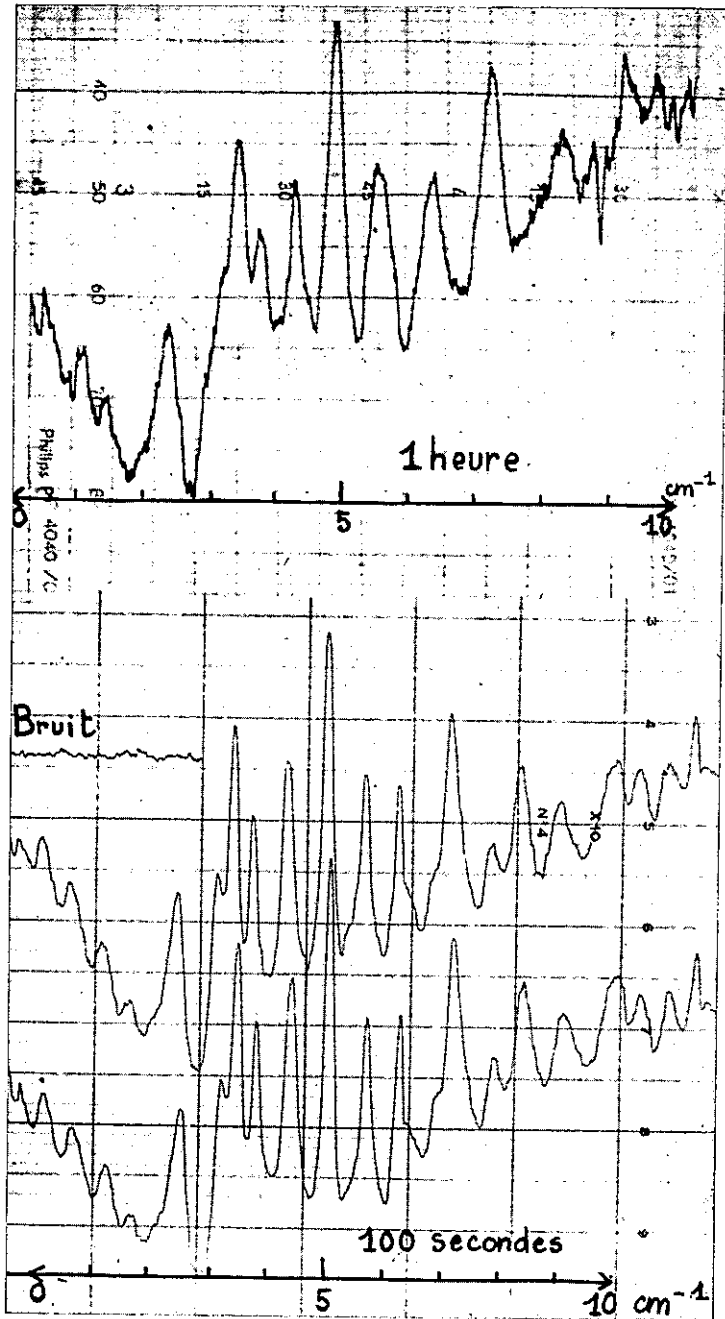


Fig. 72. — Comparaison des vitesses d'enregistrement d'un s.i.s.a.m. et d'un spectromètre classique.

le signal lumineux). Mais pour l'enregistrement de ce spectre relativement très lumineux il n'était pas nécessaire de réduire la bande passante, pour les raisons exposées plus haut ⁽⁴⁴⁾; une bande passante très large ($\Delta N = 400$ Hz avec maximum pour la fréquence de modulation, soit 160 Hz) était donc utilisée. Avec des Q de quelques unités un faible bruit de modulation reparaisait, que l'on pouvait réduire en augmentant τ_2 ; la question n'a pas été systématiquement étudiée.

La reproductibilité des enregistrements peut être jugée par la comparaison des deux tracés de la figure 70 et plus facilement par celle des deux tracés de la figure 71 entre lesquels un léger décalage dans le sens de l'échelle des longueurs d'onde a été établi. On voit que la reproductibilité n'est pratiquement limitée que par le bruit, qui n'est d'ailleurs pas très faible sur ces enregistrements à grande vitesse obtenus avec des cellules non refroidies.

7. *Comparaison au spectromètre classique.* — Une comparaison a pu être faite à un spectromètre classique en plaçant l'un des réseaux du s.i.s.a.m. dans un spectromètre du type Ebert-Fastie [31], pratiquement équivalent à un spectromètre de Littrow, étant donné le faible angle des faisceaux incident et émergent. La hauteur angulaire de la fente utilisable était $\beta = 1/30$, ce qui est considérable pour un spectromètre devant travailler au voisinage de \mathcal{R}_0 . Nous verrons d'ailleurs qu'en fait il n'a pas été possible de dépasser $0,5\mathcal{R}_0$. L'angle d'incidence sur le réseau étant $i_1 = 30^\circ$ dans la région étudiée, la relation (II.49) laissait espérer $G_\Omega = 160$ et $G_U = G_\Omega/2 = 80$, la moitié du réseau étant masquée par le diaphragme losange.

Une comparaison faite dans les conditions de simplicité idéales devrait permettre de présenter deux spectres *identiques* : même rapport s/b et même limite de résolution, mais avec un gain de vitesse G_v pour le s.i.s.a.m. En utilisant la *même* cellule au sulfure de plomb ⁽⁶²⁾ dans les deux cas, ce qui est évidemment la façon la plus directe de faire la comparaison, G_v devrait être égal au carré du gain de luminosité

$$(II.50) \quad G_{\mathcal{R}} = G_U \times w (\mathcal{R}/\mathcal{R}_0).$$

Nous avons vu que si l'on adoptait $\mathcal{R} = 0,8\mathcal{R}_0$ la valeur du facteur w était voisine de 3.

En réalité plusieurs facteurs non essentiels sont venus compliquer la comparaison.

a) Tandis que le s.i.s.a.m. a permis, comme nous l'avons vu, d'atteindre une limite de résolution de $0,19 \text{ cm}^{-1}$, très voisine de la valeur attendue, il n'a pas été possible avec le spectromètre à fentes de réduire la largeur des raies enregistrées au-dessous de $0,26 \text{ cm}^{-1}$ (correspondant à $\mathcal{R} = 0,5\mathcal{R}_0$). L'écart paraît surtout dû à de petits défauts des fentes ainsi qu'à une précision insuffisante

⁽⁶²⁾ La surface de la cellule utilisée était voisine de 10 mm^2 , donc nettement trop grande à la fois pour le s.i.s.a.m. et le spectromètre à fentes (nous ne disposions pas, à l'époque, de cellules plus petites). Les conditions n'étaient donc pas les *meilleures*, ni dans un cas ni dans l'autre, et les résultats obtenus ne représentent pas la limite des possibilités des deux instruments.

de leur dispositif de réglage de l'orientation ⁽⁶³⁾. Aucun gain de résolution n'était plus obtenu en réduisant la largeur des fentes au-dessous de 3.10^{-5} rd (correspondant à $u = 1,3$) et le signal baissait d'une façon considérable. Nous avons donc choisi pour la comparaison, parmi un certain nombre d'enregistrements, celui qui correspondait au « meilleur » compromis entre le rapport s/b et la largeur des raies enregistrées (fig. 72a), la cellule étant refroidie à la neige carbonique (ce qui donnait un gain de 11 fois sur le signal, sans modifier le bruit) ; la détection synchrone était utilisée avec une constante de temps τ_2 de 15 s ; la vitesse d'exploration était de 1 cm^{-1} en 6 mn, soit 1 élément spectral en 75 s.

La comparaison a donc été faite à résolutions différentes (supérieure pour le s.i.s.a.m.). L'examen de la courbe de \mathcal{L}_r du spectromètre à fentes (fig. 4) montre que sa luminosité est 3 fois plus grande à $u = 1,3$ qu'à $u = 0,6$ (valeur qui permettrait d'obtenir $\mathcal{R}/\mathcal{R}_0 = 0,8$) ; le gain de luminosité du s.i.s.a.m. dans les conditions de l'expérience devait donc être $G_{\mathcal{L}} = 3G_U/3 = G_U$.

b) Le gain de rapidité à rapport s/b égal aurait donc dû être $G_v = G_U^2 = 6\ 400$. Il n'était évidemment pas question d'exploiter pratiquement un gain aussi considérable, la constante de temps τ_2 de l'enregistreur ne pouvant être réduite au-dessous de 0,3 s. D'autre part, toujours à cause de considérations non essentielles (stabilité de l'amplificateur, bruit de modulation), on ne pouvait espérer obtenir pratiquement un gain de rapport signal/bruit de l'ordre de 80.

Nous avons donc consenti une perte de sensibilité de la cellule d'un facteur 11 (équivalent à 121 sur la vitesse) en ne la refroidissant pas, dans le seul but de permettre la comparaison, et les deux enregistrements ⁽⁶⁴⁾ de la figure 72b ont été obtenus avec le s.i.s.a.m. à une vitesse ⁽⁶⁵⁾ d'exploration de 1 cm^{-1} en 10 s, soit 36 fois plus vite que le précédent (la constante de temps τ_2 était de 0,5 s). On en déduit qu'avec refroidissement de la cellule le gain aurait pu être $G_v = 36 \times 121 = 4\ 350$ (inférieur à la valeur théorique 6 400). On peut donc attendre une certaine amélioration du rapport s/b , que l'on constate effectivement ⁽⁶⁶⁾.

En résumé, l'enregistrement obtenu avec le s.i.s.a.m. à une vitesse 36 fois plus grande, avec un récepteur 11 fois moins sensible, montre un pouvoir de résolution 1,35 fois plus grand et un rapport s/b sensiblement amélioré ⁽⁶⁷⁾.

Une comparaison faite dans ces conditions est de toute évidence assez arbitraire (nous avons d'ailleurs déjà insisté sur le fait que toute comparaison entre s.i.s.a.m. et spectromètre à fentes est arbitraire). Les possibilités du s.i.s.a.m.

⁽⁶³⁾ Ce spectromètre avait en effet été construit pour servir de monochromateur à un étalon de Fabry-Perot, donc pour être utilisé avec $\mathcal{R} < \mathcal{R}_0$.

⁽⁶⁴⁾ Deux enregistrements sont encore présentés pour permettre d'apprécier la reproductibilité.

⁽⁶⁵⁾ Cette vitesse particulière a été choisie simplement parce qu'elle permettait d'obtenir une dispersion linéaire peu différente sur les enregistrements (a) et (b) de la figure 72. Rappelons que l'enregistrement de la figure 70 a été fait à une vitesse double.

⁽⁶⁶⁾ En fait l'amélioration constatée est assez supérieure à celle que l'on pourrait attendre, ce qui vient probablement de ce que les défauts des fentes causent non seulement une perte de résolution mais aussi une baisse de luminosité.

⁽⁶⁷⁾ On ne doit naturellement pas oublier que si le récepteur le mieux adapté avait été utilisé avec les deux instruments le gain aurait été plus faible.

n'ont donc pas été jusqu'ici pleinement exploitées. Elles ne le seraient que par l'étude de sources beaucoup plus faibles ou par la réalisation d'appareils à résolution beaucoup plus élevée.

Nous avons donc entrepris la construction de trois nouveaux interféromètres à réseaux. Deux d'entre eux seront équipés des plus grands réseaux que l'on puisse actuellement se procurer ($l = 20$ cm, $\varphi = 60^\circ$, $\delta\sigma_0 \simeq 0,035$ cm $^{-1}$). L'un sera muni de lames en silice fondue, l'autre de lames en fluorine utilisables jusqu'à $3,6$ μ et 8 μ respectivement. Un troisième, équipé de réseaux plus petits, servira de monochromateur à un étalon de Fabry-Perot et devrait permettre d'atteindre une limite de résolution 2 ou 3 fois plus faible.

3. Autres types d'interféromètres. — 1. Interféromètre à prismes compensés.

— Une paire de prismes compensés a été réalisée en vue de la construction d'un spectromètre pour effet Raman. Les considérations développées au sujet de ce type d'interféromètre (§ III.3) ont été vérifiées en montant les prismes sur un interféromètre de Michelson, par l'observation des divers types de franges non localisées (franges rectilignes sur les prismes, franges elliptiques à l'infini). Mais le mécanisme de l'appareil n'existe pas encore et aucun enregistrement n'a donc pu être fait.

Les verres choisis (flint dense C 4 437 et baryum crown dense C 2 457 du catalogue Parra-Mantois) donnent $\sigma_c = 22\,200$ cm $^{-1}$ ($\lambda_c = 4\,460$ Å) et $n_c = 1,633$. La radiation de compensation est choisie sensiblement au milieu du domaine exploré pour l'étude des spectres Raman. En supposant $\Delta\sigma = 1\,500$ cm $^{-1}$ on a ici $\sigma_c/\Delta\sigma = 15$. Comme $A = 65^\circ$, le facteur K_1 vaut 0,8 et le gain $K_1 \sigma_c/\Delta\sigma$ d'angle solide par rapport à un étalon de Fabry-Perot de même résolution est ici de 12 fois environ.

L'épaisseur choisie ($e = 10$ cm), les dispersions des verres au voisinage de σ_c ($\sigma \partial n'/\partial \sigma = 96.10^{-3}$, $\sigma \partial n''/\partial \sigma = 59.10^{-3}$) déterminent $\mathcal{R}_0 = 17\,000$ et $\delta\sigma_0 = 1,3$ cm $^{-1}$.

La face d'entrée des prismes mesure seulement 33×33 mm⁽⁶⁸⁾. Mais comme ses diagonales sont situées dans les plans zOx et zOy aucune diaphragmation ne sera nécessaire. A cause de la petitesse du domaine spectral exploré il sera possible de garder l'un des prismes fixe.

On peut chercher à estimer les possibilités d'un tel appareil par comparaison à celles d'un spectromètre de Fabry-Perot intégral [13, 32], c'est-à-dire capable d'explorer un domaine spectral d'étendue quelconque. Un tel appareil comporte deux étalons de Fabry-Perot et un spectromètre à réseau en série. On peut estimer que sa transparence sera au moins 3 fois plus faible que celle du s.i.s.a.m. à prismes compensés ; sa luminosité sera donc 30 à 40 fois plus faible. Mais il est prudent de compter qu'avec le s.i.s.a.m. le bruit de photons fera perdre un facteur du même ordre de grandeur et que les performances des deux appareils seront comparables. Le s.i.s.a.m. gardera l'avantage d'une plus grande simplicité.

2. Interféromètre à réseaux compensés par des prismes. —

La partie mécanique d'un interféromètre de ce type est en cours de réalisation, mais la partie optique

(68) Une valeur plus grande avait été prévue à l'origine mais il a fallu la réduire, les verres n'étant pas disponibles.

n'a pas encore pu être essayée. Il est destiné à l'étude du spectre d'émission (bandes de OH) du ciel nocturne vers $1,6 \mu$. Le pouvoir de résolution prévu est $\mathcal{R}_0 = 7\,000$.

3. *Interféromètre à réseau séparateur.* — Pour des raisons déjà exposées nous n'envisageons pas actuellement la construction d'un appareil de ce type. Nous avons seulement cherché à vérifier les prévisions par l'observation de franges d'interférences. Ne disposant pas de réseaux à facettes symétriques nous n'avons pas pu obtenir les franges avec le montage à un seul réseau; en effet les intensités des deux faisceaux sont très différentes et les franges extrêmement peu contrastées. Par contre, aucune difficulté ne se présente avec le montage à deux réseaux. Nous avons utilisé deux réseaux échelonnés identiques ($\varphi = 15^\circ$), les facettes de l'un étant tournées vers le haut (fig. 31) et celles de l'autre vers le bas; les faisceaux deux fois diffractés sont alors d'intensités égales. Lorsque le réglage du système (qui est comparable à celui d'un interféromètre de Mach) est correct, des franges bien contrastées et comparables à celles que donnent les autres types de s.i.s.a.m. sont visibles.

VIII. Conclusion

Nous nous efforcerons, pour terminer, de résumer les possibilités du s.i.s.a.m. dans les différents domaines de longueurs d'onde et pour des problèmes spectroscopiques différents. Il n'est naturellement pas possible à l'heure actuelle d'indiquer autre chose que des possibilités et des ordres de grandeur, que seule l'expérience permettra de préciser.

A) SPECTRE VISIBLE (ou plus exactement domaine des cellules photoémissives). — L'emploi du s.i.s.a.m. est limité à l'étude de spectres d'émission à faible densité moyenne, dont un exemple est donné par les spectres Raman. Le gain par rapport au spectromètre classique porterait essentiellement sur la rapidité de l'enregistrement. Les types d'interféromètres les plus adaptés sont l'interféromètre à prismes compensés (pour $\mathcal{R}_0 < 10^4$) et à prisme et réseau ($\mathcal{R}_0 > 10^4$). La source devrait être prévue pour limiter le moins possible l'étendue du faisceau.

B) INFRAROUGE PROCHE (domaine des récepteurs photoconducteurs). — a) *Spectres d'absorption.* — L'interféromètre à réseaux (non compensés) paraît devoir suffire dans tous les cas. Aucun gain de résolution n'est possible avec le s.i.s.a.m. seul, tout au moins dans le domaine de sensibilité maximum des cellules au sulfure de plomb ($\lambda < 3 \mu$), le pouvoir de résolution théorique des réseaux les plus grands ayant déjà été atteint dans cette région; par contre, des gains de rapidité et de rapport s/b importants sont possibles. Nous avons d'ailleurs montré dans l'introduction que l'amélioration du rapport s/b peut se traduire finalement par un gain de résolution. D'autre part le s.i.s.a.m. constitue pour un étalon de Fabry-Perot un monochromateur beaucoup plus commode qu'un spectromètre à fentes, étant donnée sa symétrie de révolution⁽⁶⁹⁾, et son

⁽⁶⁹⁾ Le problème de l'adaptation du s.i.s.a.m. et de l'étalon de Fabry-Perot a été brièvement traité par R. Chabbal [9].

association au Fabry-Perot devrait permettre d'atteindre dans cette région une limite de résolution de l'ordre de $0,01 \text{ cm}^{-1}$. Avec les cellules aux sélénium et tellure de plomb ($3 \mu < \lambda < 6 \mu$) au contraire des gains de résolution appréciables semblent possibles avec le s.i.s.a.m.

b) *Spectres d'émission*. — L'emploi du s.i.s.a.m. paraît intéressant pour des sources très faibles et l'interféromètre à réseaux compensés par des prismes trouverait ici son emploi. Il permettrait alors des gains de résolution considérables par rapport aux méthodes classiques.

c) *INFRAROUGE THERMIQUE*. — Des gains de résolution importants sont possibles (et souhaitables) dans toute cette région bien que l'étendue du s.i.s.a.m. soit, comme nous l'avons vu, réduite dans le très lointain infrarouge, par la difficulté de se procurer des récepteurs de surface assez grande. D'autre part la possibilité de séparer électriquement les ordres d'un réseau y présente un grand intérêt.

En conclusion l'utilisation du s.i.s.a.m. devrait permettre des progrès appréciables dans de nombreux problèmes de spectrométrie, surtout dans l'infrarouge. Il ne faut cependant pas oublier que dans tous les domaines de longueurs d'onde la méthode par transformation de Fourier laisse attendre des gains plus élevés. Il est permis espérer que dans quelques années les principales difficultés inhérentes à cette méthode auront été résolues et que son emploi pourra s'étendre aux problèmes à haute résolution. La complexité et le prix de l'équipement électronique nécessaire resteront néanmoins probablement très considérables et le s.i.s.a.m. conservera, espérons-nous, son intérêt dans les problèmes qu'il suffira à traiter, en raison de la relative simplicité de son emploi.

Je tiens en terminant à remercier M^r le Professeur Jacquinet qui a dirigé ce travail et dont les idées concernant la spectroscopie instrumentale sont à la base de toutes celles qui ont été exprimées ici, et à l'assurer de ma reconnaissance et de mon amitié.

M^r le Professeur Maréchal, mon parrain de thèse au Centre National de la Recherche Scientifique, voudra bien accepter mes remerciements pour les nombreux conseils qu'il m'a donnés.

Je remercie également tous les techniciens et ouvriers du Laboratoire Aimé Cotton, pour la part qu'ils ont prise dans la réalisation du premier s.i.s.a.m., et mes camarades chercheurs, plus particulièrement M^{me} J. Connes, R. Chabbal et P. Giacomo pour de nombreuses et fructueuses discussions.

RÉFÉRENCES

- [1] P. JACQUINOT & C. DUFOUR, *Jl Recherches CNRS*, t. 2, 1948, p. 91.
- [2] P. JACQUINOT, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. 44, 1954, p. 162.
- [3] P. JACQUINOT, Semaine intern. Etudes sup. du G.A.M.S., 1955, p. 31.
- [4] M^{lle} B. DOSSIER, P. BOUGHON & P. JACQUINOT, *Jl Recherches CNRS*, t. 3, 1950, p. 49.
- [5] M^{lle} B. DOSSIER & P. JACQUINOT, *Jl Recherches CNRS*, t. 3, 1950, p. 123.
- [6] M^{lle} B. DOSSIER, Thèse, *Rev. Opt.*, t. 33, 1954, p. 57, 147, 267 et 552.
- [7] R. CHABBAL, *Jl Recherches CNRS*, t. 5, 1953, p. 138.
- [8] R. CHABBAL & P. JACQUINOT, *Nuovo Cim.* [10], t. 2 suppl., 1955, p. 661.
- [9] R. CHABBAL, Thèse, *Rev. Opt.*, t. 37, 1958, p. 49, 336, 501 et 608.
- [10] R. DUPEYRAT, Thèse, *Ann. Physique* [13], t. 3, 1958, p. 377.

- [11] J. BLAISE, Thèse, *Ann. Physique* [13], t. 3, 1958, p. 1019.
 [12] P. JACQUINOT & R. CHABBAL, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. 46, 1956, p. 556.
 [13] R. CHABBAL, *Jl Phys.* [8], t. 19, 1958, p. 246.
 [14] M^{me} J. CONNES, *Jl Phys.* [8], t. 19, 1958, p. 197.
 [15] A. MARÉCHAL, Imagerie géométrique, aberrations, éd. *Rev. Opt.*, 1952, p. 177.
 [16] P. CONNES & P. JACQUINOT, *Jl Phys.* [8], t. 17, 1956, p. 1 S.
 [17] E. HULTHÉN & H. NEUHAUS, *Arkiv för Fysik*, t. 8, 1954, p. 343.
 [18] J. STRONG, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. 47, 1957, p. 354.
 [19] H. A. GEBBIE & G. A. VANASSE, *Nature*, t. 178, 1956, p. 432.
 [20] P. CONNES & P. JACQUINOT, *Rev. Opt.* (à paraître).
 [21] H. A. GEBBIE, *Jl Phys.* [8], t. 19, 1958, p. 230.
 [22] F. VALENTIN, *Jl Phys.* [8], t. 18, 1957, p. 58 S.
 [23] M. W. MILATZ & N. BLOEMBERGEN, *Physica*, t. 11, 1946, p. 449.
 [24] P. JACQUINOT & J. BROCHARD, *Jl Phys.* [8], t. 14, 1953, p. 131.
 [25] A. KEITH PIERCE, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. 47, 1957, p. 6.
 [26] J. CAUCHOIS, *Ann. Radioélectricité*, t. 11, 1956, p. 308.
 [27] G. W. STROKE, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. 45, 1955, p. 30.
 [28] G. STRONG, Communication privée.
 [29] S. DUFRENEY, Diplôme d'Etudes supérieures, Bellevue, 1957.
 [30] D. H. RANK, T. A. WIGGINS, A. H. GUENTHER & J. N. SHEARER, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. 46, 1956, p. 953.
 [31] W. G. FASTIE, H. M. CROSSWHITE & P. GLOERSEN, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. 48, 1958, p. 106.
 [32] R. CHABBAL, *Jl Recherches CNRS*, t. 8, 1957, p. 77.
 [33] P. FELLGETT, *Jl Phys.* [8], t. 19, 1958, p. 187 et 237.
 [34] L. W. MERTZ, *Jl Phys.* [8], t. 19, 1958, p. 233.
 [35] P. FELLGETT, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. 39, 1949, p. 970.
 [36] R. K. CLARK JONES, *Advances in electronics*, Acad. Press. Inc., New York, 1953, t. 5.
 [37] D. E. WILLIAMSON, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. 42, 1952, p. 712.
 [38] M. J. E. GOLAY, *Rev. sci. Instrum.*, t. 20, 1949, p. 816.
 [39] H. M. RANDALL & F. A. FIRESTONE, *Rev. sci. Instrum.*, t. 9, 1938, p. 405.
 [40] T. K. McCUBBIN & W. M. SINTON, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. 42, 1952, p. 113.
 [41] R. A. OETJEN, W. H. HAYNIE, W. M. WARD, R. L. HANSLER, H. E. SCHAUWECKER & E. E. BELL, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. 42, 1952, p. 559.
 [42] P. JACQUINOT, *Jl Phys.* [8], t. 19, 1958, p. 223.
 [43] A. COUDER, *Jl Phys.* [7], t. 8, 1937, p. 99 S.
 [44] A. WALSH, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. 42, 1952, p. 94.
 [45] M. J. E. GOLAY, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. 39, 1949, p. 437 et t. 41, 1951, p. 468.
 [46] R. G. GREENLER, *Jl Phys.* [8], t. 19, 1958, p. 375.
 [47] P. FELLGETT, Thèse, Cambridge, 1951.
 [48] A. MICHELSON, *Phil. Mag.*, t. 31, 1891, p. 338.
 [49] P. CONNES, *Rev. Opt.*, t. 35, 1956, p. 37.
 [50] P. CONNES, *Opt. Acta*, t. 4, 1957, p. 136.
 [51] P. CONNES, *Jl Phys.* [8], t. 19, 1958, p. 215.
 [52] A. WALSH, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. 42, 1952, p. 213.
 [53] G. TORALDO DI FRANCA, *Anal. R. Soc. Españ. Fis. y Quim.* [A], t. 50, 1954, p. 17.
 [54] A. MARÉCHAL, *Opt. Acta*, t. 5, 1958, p. 70.
 [55] P. JACQUINOT, 17^e Congrès du G.A.M.S., 1954, p. 25.
 [56] R. GUILINO, *Jl Phys.* [8], t. 19, 1958, p. 270.
 [57] B. LYOT, *C. r. Ac. Sc.*, t. 231, 1950, p. 461.
 [58] J. C. VIÉNOT, Thèse, London, 1958.
 [59] R. G. GREENLER, Thèse, Johns Hopkins Univ., 1958.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages.
I. <i>Introduction</i>	2.
II. <i>Comparaison des deux modes d'emploi des disperseurs : spectromètre classique et s. i. s. a. m.</i>	9.
1. Spectromètre classique à fentes	9.
2. Interféromètres de Michelson et de Fabry-Perot	14
3. S. i. s. a. m.	17
4. Comparaison du s. i. s. a. m. au spectromètre classique	28.
III. <i>Propriétés des différents types de disperseurs dans un s. i. s. a. m.</i>	29
1. Réseaux	29.
2. Prismes	30.
3. Prismes compensés	31
4. Réseaux compensés par des prismes	36.
5. Interféromètre à réseau séparateur	41
IV. <i>Gain pratique retiré de l'emploi du s. i. s. a. m. Influence de la nature du récepteur</i> ..	46.
1. Considérations générales	46
2. Cas de l'infrarouge	47
3. Cas du spectre visible	56.
V. <i>Production, propriétés et analyse du signal modulé</i>	57
1. Propriétés et servitudes de la modulation interférentielle	57
2. Modes de variation de la différence de marche	59
3. Emploi de la détection synchrone	65.
4. Systèmes à double faisceau	69.
VI. <i>Effets des diverses imperfections optiques et mécaniques. Tolérances. Réglages</i>	72.
1. Spectromètre classique	72.
2. S. i. s. a. m.	74
3. Réglages et tolérances mécaniques	83.
VII. <i>Réalisations et résultats</i>	86.
1. Interféromètre à réseau. Description	86.
2. Résultats	94
3. Autres types d'interféromètres	103.
VIII. <i>Conclusion</i>	104.
Références	105.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

La corrélation entre photons

Vu et approuvé :
Paris, le 30 Avril 1958
Le Doyen de la Faculté des Sciences
J. PÉRÈS.

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