Nouveau spectromètre intégral haute résolution à étalon Fabry-Pérot utilisable dans tout le domaine visible et proche U. V.

J.M. Helbert, P. Laforie, P. Miche

► To cite this version:

J.M. Helbert, P. Laforie, P. Miche. Nouveau spectromètre intégral haute résolution à étalon Fabry-Pérot utilisable dans tout le domaine visible et proche U. V.. *Revue de Physique Appliquée*, 1977, 12 (3), pp.511-522. 10.1051/rphysap:01977001203051100 . jpa-00244204

HAL Id: jpa-00244204

<https://hal.science/jpa-00244204>

Submitted on 1 Jan 1977

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts
0.640 — 0.644 — 0.646

NOUVEAU SPECTROMÈTRE INTÉGRAL HAUTE RÉOLUTION A ÉTALON FABRY-PÉROT UTILISABLE DANS TOUT LE DOMAINE VISIBLE ET PROCHE U. V.

J. M. HELBERT, P. LAFORIE et P. MICHE

Laboratoire de Physique Spectroscopie et Electronique INSCIR et ISHN,
BP 8, 76130 Mont Saint Aignan, France

Résumé. — Ce nouveau spectromètre comprend un monochromateur à réseau et un étalon Fabry-Pérot balayé en pression. Le contrôle du déplacement de la fonction d'appareil du Fabry-Pérot est rigoureusement assuré par un comptage de franges d'un interféromètre de Michelson associé. Notre appareil peut être utilisé pour l'étude de spectres d'absorption, d'émission ou de diffusion Raman. Il peut analyser automatiquement, successivement, des domaines spectraux distants les uns des autres de plusieurs milliers de cm^{-1} avec une précision globale meilleure que $0,05 \text{ cm}^{-1}$. Il présente de plus, par rapport aux meilleurs appareils à deux ou trois réseaux existant actuellement un gain de luminosité de plusieurs dizaines.

Abstract. — This new spectrometer associates a grating monochromator and a pressure scanning Fabry-Pérot cell. The Fabry-Pérot comb function displacement is exactly controlled by counting the Michelson interferometer fringes. This apparatus can be used for studies of absorption, emission and Raman spectra. It allows, for instance, successive analysis to be made of various spectral ranges separated by several thousands of cm^{-1} with a measurement accuracy better than 0.05 cm^{-1} . Furthermore, in comparison with the best actual double or triple grating spectrometers, our spectrometer offers an important gain in luminosity.

1. Introduction. — Dans la spectroscopie à haute résolution, la méthode d'analyse par transformée de Fourier présente sur la méthode classique de filtrage fréquentiel, l'avantage d'analyser simultanément tous les éléments d'un domaine spectral donné. Cet avantage connu sous le nom d'*avantage multiplex* ou encore *avantage de Fellgett*, est incontestable dans le cas où le bruit dominant est le bruit du récepteur. C'est le cas pour l'infrarouge. Dans le domaine du spectre visible et proche U. V. par contre, avec un récepteur à photomultiplicateur convenablement refroidi, le bruit dominant est un bruit de photons et l'avantage de Fellgett disparaît, ou sinon, est très réduit.

P. Jacquinot [1] a certes montré que dans ces domaines, la spectrométrie par transformée de Fourier reste intéressante du fait de l'étendue importante admise par les appareils, du fait aussi que le spectre étudié pouvait être enregistré en une seule fois et à l'aide d'une seule raie de référence. Cependant, la nécessité d'adjoindre au spectromètre un calculateur suffisamment puissant pour atteindre les hautes résolutions fait que dans le domaine visible et U. V., la spectrométrie par transformée de Fourier est encore peu développée.

D'autre part, dans ce même domaine, les qualités remarquables du point de vue résolution et luminosité des interféromètres Fabry-Pérot, font qu'un spectromètre utilisant un étalon de ce type, avec la méthode d'analyse par filtrage et intégration, peut présenter le meilleur rapport signal sur bruit accessible actuellement.

Les principes de la réalisation de spectromètres intégraux utilisant un étalon Fabry-Pérot ont été systématiquement étudiés par R. Chabbal [2, 3, 4, 5]. Pour que le domaine d'utilisation du spectromètre soit supérieur à l'intervalle entre ordres de l'étalon interférentiel, il faut associer à celui-ci un prémonochromateur et déplacer en synchronisme la bande passante de ce dernier et une dent de la fonction d'appareil du Fabry-Pérot. C'est la nécessité de ce déplacement en synchronisme rigoureux, d'autant plus difficile à réaliser que la résolvançe désirée est plus élevée et le domaine spectral étudié plus large, qui a freiné le développement de tels appareils.

Pratiquement tous les spectromètres intégraux de ce type mis au point jusqu'à ce jour, ont un domaine d'utilisation limité à quelques cm^{-1} [6, 7, 8].

L'un des moyens les plus précis de connaître l'état

d'interférence du Fabry-Pérot, est de lui associer un interféromètre Michelson comme cela a été fait pour des variantes de l'Hypeac [9], l'un des bras du Michelson et les lames de l'étalon étant baignés par le même gaz dans le même état thermodynamique. Dans la mesure où la réfractivité du gaz est bien connue, nous pouvons montrer que la loi de déplacement de la fonction d'appareil du Fabry-Pérot, est parfaitement déterminée par la loi de défilement des franges de l'interféromètre Michelson.

A partir de cette idée, et en utilisant un Fabry-Pérot achromatique, nous avons réalisé un spectromètre intégral dont le domaine d'utilisation peut être étendu de $15\,000\text{ cm}^{-1}$ à $30\,000\text{ cm}^{-1}$, dont la limite de résolution et la précision globale en nombre d'ondes sont meilleures que $0,050\text{ cm}^{-1}$, et la précision locale en nombre d'ondes meilleure que $0,001\text{ cm}^{-1}$.

Le prémonochromateur étant un dispositif à réseau, un anamorphoseur à fibres optiques peut permettre de conserver à l'ensemble une luminosité et donc un rapport signal sur bruit du même ordre de grandeur que celui de l'étalon Fabry-Pérot utilisé seul.

Enfin, nous avons cherché à rendre notre dispositif de mesure aussi automatique que possible en le couplant à un microordinateur.

Deux versions de notre spectromètre nous semblent présenter un intérêt certain dans le domaine du visible et du proche U. V., notamment pour la spectroscopie d'émission et pour la spectroscopie Raman :

- une version haute résolution qui permettrait d'étudier des structures fines en émission, des spectres de vibration-rotation et de rotation pure en Raman et des spectres d'absorption ;

- une version basse résolution qui rendrait les services actuels des meilleurs spectromètres à réseau et à double passage, mais avec un gain notable en luminosité et en rapport signal sur bruit.

Notons enfin que le prémonochromateur à réseau dont nous disposons, peut fonctionner de $15\,000\text{ cm}^{-1}$ à $50\,000\text{ cm}^{-1}$; par suite notre spectromètre muni d'une optique appropriée pourrait également être utilisé dans le domaine de $25\,000\text{ cm}^{-1}$ à $50\,000\text{ cm}^{-1}$.

2. Description du spectromètre. — 2.1 SCHÉMA DE PRINCIPE DE L'OPTIQUE (Fig. 1). — Le spectromètre comprend essentiellement un prémonochromateur à

FIG. 1. — Schéma de principe du montage optique du spectromètre.

[Principle of the spectrometer]

réseau en cascade avec un étalon interférentiel Fabry-Pérot.

Le prémonochromateur est un modèle 1150 de la société SOPRA, dont nous avons modifié le système d'entraînement. Il est équipé d'un réseau plan de $75 \times 75\text{ mm}$ à $1\,800\text{ traits/mm}$, ce qui donne une résolution théorique $R_0 = 135\,000$ dans l'ordre 1.

Ce réseau est *blazé* pour $\sigma = 20\,000\text{ cm}^{-1}$. Le montage est du type Ebert-Fastie avec un miroir sphérique de focale $1\,150\text{ mm}$ et des fentes courbes de 45 mm de hauteur.

L'étendue acceptée par l'appareil est :

$$U_R = \frac{1,9}{R_R} \text{ sr} \cdot \text{cm}^2 \quad (1)$$

R_R étant la résolvanse du prémonochromateur.

Les fentes sont réglées pour donner une fonction d'appareil de type triangle ou trapèze selon les besoins, avec une largeur à mi-hauteur de 1 cm^{-1} .

Les lames de l'étalon interférentiel, taillées à $\lambda/100$, ont $D = 5,5\text{ cm}$ de diamètre utile. Avec des cales étalon en quartz de $0,5\text{ cm}$, nous avons un intervalle entre ordres voisin de 1 cm^{-1} . Une finesse enregistrée comprise entre 20 et 40 peut être obtenue aisément, ce qui donne une résolvanse R_{FP} comprise entre $400\,000$ et $800\,000$ pour $\sigma = 20\,000\text{ cm}^{-1}$.

Le choix de l'angle d'ouverture α du diaphragme explorateur D_2 est fait selon la règle classique :

$$\alpha = \sqrt{\frac{2}{R_0}},$$

R_0 étant la résolvanse théorique de l'étalon.

R_{FP} valant de 0,6 à 0,8 R_0 , l'étendue acceptée est :

$$U_{FP} \approx \frac{100}{R_{FP}} \text{ sr} \cdot \text{cm}^2. \quad (2)$$

Le F. P. est placé dans une enceinte en duralumin de contenance voisine de 3 l .

A l'entrée du monochromateur, le dispositif optique réalisé pour profiter au mieux de l'étendue de l'appareil dépend du type de la source étudiée.

A la sortie par contre, le dispositif présente seulement deux variantes suivant que l'adaptateur d'étendue est utilisé ou non.

La lentille L_3 de 5 cm de focale conjugue le réseau et le diaphragme D_2 placé au foyer de L_4 de focale 50 cm . D_2 est une ouverture circulaire dont on peut choisir le diamètre entre 1 et 2 mm .

L'ensemble L_3, D_2 peut être remplacé par un adaptateur d'étendue à fibres de verre. L'entrée de l'adaptateur est constituée par un empilement de fibres optiques de $60\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre. Cet empilement restitue la forme de la fente courbe de sortie du monochromateur. Les fibres optiques sont rassemblées vers la sortie par un tube cylindrique de diamètre intérieur de 2 mm . Des fibres de qualité, avec des rayons de courbure suffisamment faibles par rapport

à leur diamètre présentent une transparence supérieure à 0,9.

L'assemblage de fibres réalise donc une anamorphose du faisceau permettant de profiter pleinement de l'étendue U_R du prémonochromateur travaillant à basse résolution. La comparaison des étendues U_R (1) et U_{FP} (2) montre que si $R_{FP} = 50 R_R$, — ce qui suppose une finesse 50 du Fabry-Pérot, tout à fait accessible —, notre appareil pourrait présenter une étendue donnée par la formule (2). Nous devons comparer cette étendue avec celle des meilleurs appareils à réseaux utilisés actuellement dans le domaine visible, pour l'étude des diffusions Raman : le Ramanor HG 2 de Jobin-Yvon a une étendue de $5/R \text{ sr.cm}^2$ et le T. 800 de Coderg une étendue de $1,8/R \text{ sr.cm}^2$.

Notre appareil peut donc présenter un gain de plusieurs dizaines en luminosité.

La lentille L_5 , de focale 50 cm, concentre le faisceau issu du F. P. sur le diaphragme D_3 placé contre le photomultiplicateur PM1. type RCA 31034 refroidi par effet Peltier.

Un miroir escamotable M, permet d'intercepter le faisceau issu du diaphragme D_2 et de renvoyer vers un photomultiplicateur PM2 de type RCA 1 P 21, à travers une lentille L_6 de focale 5 cm. PM2 permet de contrôler le flux sortant du monochromateur et d'effectuer les réglages préliminaires à toute analyse.

2.2 DÉFILEMENT EN NOMBRE D'ONDES DE LA FONCTION D'APPAREIL DU PRÉMONOCHROMATEUR. — Le schéma du dispositif d'entraînement et de contrôle de la rotation du réseau est donné figure 2. Le système

FIG. 2. — Dispositif d'entraînement et de contrôle de la rotation du réseau.

[Design of spectral scanning and control of the grating]

classique d'équerre ou de barre cosécante permet d'obtenir, grâce à un déplacement à vitesse constante du point d'appui P, un défilement du maximum de la fonction d'appareil de nombre d'ondes σ_M également à vitesse constante. Théoriquement on a :

$$\frac{d\sigma_M}{dt} = k \frac{dX}{dt}. \quad (3)$$

Un moteur pas à pas, à 200 pas par tour, entraîne par l'intermédiaire d'une réduction par 25, la rotation d'une vis de haute précision réalisée à notre demande par le Laboratoire Central de l'Armement. Un tour de vis correspondant sensiblement à une avance de 50 cm^{-1} de la fonction d'appareil du réseau, un pas moteur correspond à 10 mK.

Un codeur optique de type incrémental, dont l'axe est confondu avec celui de la vis et qui résout 5 000 points par tour, nous permet de contrôler également à 10 mK près, la position du réseau.

La vis entraîne en translation deux demi-écrous liés au chariot. Celui-ci porte un petit roulement, qui s'appuie en P sur la règle liée à l'équerre, solidaire elle-même de l'axe de rotation du réseau.

Nous avons systématiquement étudié avec C. Huron [10] les défauts d'un tel système d'entraînement et quelques moyens de l'améliorer.

Une linéarité à mieux que 100 mK de la loi de défilement est pratiquement impossible à réaliser avec le système que nous avons. Il suffit, pour s'en convaincre, de préciser qu'une avance de $1 \mu\text{m}$ du chariot correspond justement à 100 mK. Les erreurs de déversement de pas de la vis et les défauts d'usinage de la règle peuvent produire des écarts souvent supérieurs à 100 mK.

Nous avons tourné la difficulté de la manière suivante :

1) Nous avons cherché à approcher par un polynôme la loi reliant le nombre d'impulsions du codeur optique, au nombre d'ondes des raies connues des lampes à arc Ne, Cd, Hg.

2) Les écarts entre la loi du défilement réel et la loi polynomale approchée étant au maximum égaux à 200 mK, nous avons choisi une fonction d'appareil de type trapèze pour le monochromateur à réseau. La largeur à mi-hauteur est de 1 cm^{-1} , la petite base du trapèze de $0,4 \text{ cm}^{-1}$ et la grande base $1,6 \text{ cm}^{-1}$. Avec une fonction de ce type nous subissons une perte de luminosité de 40 %, mais ainsi nous sommes certains de pouvoir faire coïncider les maxima des fonctions d'appareil du F. P. et du prémonochromateur.

Dès lors, le problème essentiel à résoudre est celui de la reproductibilité des positionnements : nous avons obtenu une reproductibilité meilleure que 50 mK.

La dérive thermique a été mesurée en fonction triangle. Elle est inférieure à 100 mK par degré ; étant donné que nous pouvons stabiliser la température de notre salle à $\pm 0,15 \text{ }^\circ\text{C}$ près et que l'inertie thermique du monochromateur est importante, nous pouvons négliger cet effet.

Le relevé et le calcul de la loi polynomale ont été effectués en utilisant une fonction d'appareil de type triangle.

Nous avons pris comme position de référence la

position du réseau pour laquelle le rayonnement de l'arc du mercure, de nombre d'ondes

$$\sigma_{\text{vert}} = 18\,307,45 \text{ cm}^{-1}$$

sort du monochromateur. Nous chargeons alors le compteur recevant les impulsions du codeur optique avec la valeur $\alpha'_{\text{vert}} = 18\,307,45$.

Nous éclairons le réseau avec une lampe spectrale et nous relevons systématiquement une dizaine de fois la valeur α' indiquant la position du codeur optique et donc de la vis, pour les différents nombres d'ondes connus.

Ces nombres d'ondes ont été calculés pour le vide, à partir des valeurs de longueur d'onde dans l'air publiées dans le Handbook of Physics, à l'aide de la formule d'Edlen[11].

$$(n - 1) 10^8 = 6\,432,8 + \frac{2\,949\,810}{146 - \sigma^2} + \frac{25\,540}{41 - \sigma^2} \quad (4)$$

étant exprimé en μm^{-1} .

Cette formule a été recommandée en 1952 par la Joint Commission for Spectroscopy et a été vérifiée avec des écarts inférieurs à 2×10^{-8} par Svensson [12] entre 2 902 Å et 6 907 Å.

Par la méthode des moindres carrés, nous avons recherché un polynôme approchant le mieux possible l'écart ε' entre une loi linéaire moyenne et la loi expérimentale.

Nous en avons déduit l'expression du polynôme, avec :

$$\alpha' = \alpha'_{\text{vert}} + \frac{\alpha'_{\text{violet}} - \alpha'_{\text{rouge}}}{\sigma_{\text{violet}} - \sigma_{\text{rouge}}} (\sigma - \sigma_{\text{vert}}) + \varepsilon' \quad (5)$$

$$\alpha' = a_0 + a_1 \sigma + a_2 \sigma^2, \quad \sigma \text{ étant en } \text{cm}^{-1} \quad (6)$$

$$a_0 = 63,527$$

$$a_1 = 0,994\,395\,9$$

$$a_2 = 11,66 \times 10^{-8}.$$

En fournissant à une calculatrice numérique la loi polynomiale et la valeur de consigne σ nous avons la possibilité d'obtenir la valeur correspondante de α' . En comparant cette valeur α' à celle, α'' , du compteur qui reçoit en permanence les impulsions du codeur optique, nous pouvons réaliser un servomécanisme de position, entièrement numérique. Le moteur tourne jusqu'à ce que $\alpha'' = \alpha'$.

Nous avons étudié et réalisé toute l'électronique de contrôle et de commande de cette boucle d'asservissement. Les résultats de cette étude figurent dans le mémoire CNAM de M. Grenier [13].

2.3 DÉFILEMENT EN NOMBRE D'ONDES D'UNE DENT CHOISIE DE LA FONCTION D'APPAREIL DU F. P. — Nous avons effectué une étude systématique des possibilités offertes par un contrôle de l'indice du gaz baignant les lames de l'étalon interférentiel, grâce aux franges produites par un interféromètre de Michelson associé. Le schéma de cette association est donné figure 3.

Nous pouvons montrer en effet [14] que si la réfrac-

FIG. 3. — Schéma de principe de l'interféromètre de Michelson associé à l'étalon Fabry-Pérot : P prisme de Köster ; B₁ bras de référence sous vide ; B₂ bras soumis aux variations de pression ; M₁M₂ miroirs ; E enceinte ; F. P. étalon Fabry-Pérot.

[Principle of the Michelson interferometer associated to the Fabry-Pérot cell. P Köster prism, B₁ Reference arm in vacuum, B₂ Pressure scanned arm, M₁M₂ Mirrors, E Chamber, FP Fabry-Pérot cell.]

tivité $(n - 1)$ du gaz est bien connue en fonction du nombre d'ondes et de la pression, il est parfaitement possible, à partir d'une coïncidence obtenue des fonctions d'appareil W_R du prémonochromateur et d'une dent choisie de la fonction W_{FP} du F. P. de calculer :

1) le nombre de franges Michelson N_q à faire défiler, pendant la descente de pression à période T_q constante, pour déplacer W_{FP} à vitesse constante sur un domaine d'extension $\Delta_q \sigma$ calculable,

2) le nombre de franges N_q à faire défiler pendant la remontée de pression pour remplacer exactement la dent d'ordre p_{q-1} par la dent d'ordre

$$p_q = p_{q-1} + X.$$

Nous donnons ci-dessous les formules permettant de calculer les grandeurs nécessaires à la réalisation d'un cycle. La réfractivité de l'azote, à $\theta_0 = 15^\circ\text{C}$ ou $T_0 = 288,16 \text{ K}$ et la pression atmosphérique normale P_a est décrite par la formule de Peck et Khanna [15].

$$(n_{0,\sigma} - 1) = 10^{-6} r_{0,\sigma} =$$

$$= 10^{-8} \left(6\,497,378 + \frac{3\,073\,864,9}{144 - \sigma^2} \right) \quad (7)$$

σ étant exprimé en μm^{-1} .

La réfractivité de l'azote à une pression P et une température absolue T , peut s'écrire avec une précision suffisante :

$$n - 1 = r_{0,\sigma} \cdot F(P, T) \quad (8)$$

avec

$$F(P, T) = 10^{-6} \cdot \frac{PT_0}{P_a T} \cdot \frac{1 - P_a(317,60 - T_0) \times 10^{-5}}{1 - P(317,60 - T) \times 10^{-5}} \quad (9)$$

$$\Delta_q \sigma = \frac{X \Delta \sigma_0}{1 + K} \quad (10)$$

$\Delta \sigma_0$ étant l'intervalle entre ordres dans le vide, calculé grâce à l'enregistrement d'un spectre cannelé, X étant un nombre entier d'intervalles entre ordres du Fabry-Pérot, et

$$K = \frac{r_{0,\sigma_0}}{r_{0,\sigma_{Mi}}} \cdot \frac{N'}{N'_{Mi}} \cdot \frac{X \Delta \sigma_0}{\sigma_{Mi}} \quad (11)$$

avec :

- σ_0 un nombre d'ondes de référence ;
- σ_{Mi} le nombre d'ondes du faisceau éclairant le Michelson ;
- N' le nombre de franges Michelson qui défilent au cours d'une montée de pression du vide jusqu'à la pression P_0 où l'on constate la coïncidence, pour σ_0 , des maxima des fonctions d'appareils W_{FP} du Fabry-Pérot et W_R du réseau ;
- N'_{Mi} le nombre de franges Michelson qui défilent pour une remontée de pression de X intervalles entre ordres à σ_{Mi} .

$$N'_q = N'_{Mi} \cdot \frac{r_{0,\sigma_{Mi}}}{r_{0,\sigma_q}} \cdot \frac{\sigma_{Mi}}{\sigma_q} \quad (12)$$

$$N_q = N'_q + r_{0,\sigma_0} N' \left(\frac{1}{r_{0,\sigma_{q-1}}} - \frac{1}{r_{0,\sigma_q}} \right) \quad (13)$$

Cette formule de récurrence est très simple. Elle nous permet de calculer, à partir de la coïncidence de départ des fonctions d'appareil F. P. et réseau pour σ_0 , P_0 , θ , le nombre de franges N_q^D à faire défiler pour se positionner au départ du q -ième cycle :

$$N_q^D = \sum_{i=1}^{i=q-1} (N_i - N'_i) = r_{0,\sigma_0} N' \left(\frac{1}{r_{0,\sigma_0}} - \frac{1}{r_{0,\sigma_{q-1}}} \right) \quad (14)$$

Cette formule est capitale. En effet, elle nous montre que nous pouvons connaître la position à donner à la fonction d'appareil du F. P. pour l'amener à une position de départ σ_{q-1} , sans cumuler les erreurs successives résultant des phases d'analyse et de positionnement.

De même, nous pouvons calculer le nombre de franges total à faire défiler pour se trouver en fin de la q -ième phase d'analyse :

$$N_q^F = N_q^D + N_q = N'_q + r_{0,\sigma_0} N' \left(\frac{1}{r_{0,\sigma_0}} - \frac{1}{r_{0,\sigma_q}} \right) \quad (15)$$

Enfin, ayant choisi une vitesse $v = d\sigma/dt$ pour l'analyse, nous pouvons calculer la période T_q des franges Michelson :

$$T_q = \frac{\Delta_q \sigma}{v \cdot N_q} \quad (16)$$

Les précisions des mesures des différentes grandeurs

ci-dessus et la qualité de la régulation de la température de la salle d'expérience sont discutées dans la thèse [14].

L'ensemble des formules précédentes nous montre qu'à partir d'une coïncidence des fonctions W_R et W_{FP} , nous sommes en mesure de calculer la valeur

$$\sigma_{q-1} = \sigma_0 + (q - 1) \Delta_q \sigma \quad (17)$$

permettant de positionner la fonction d'appareil F. P. au début d'un cycle d'analyse. Il faut pour cela un système de vannes assurant les montées et descentes de pression d'azote et un dispositif de comptage des N_q^D franges qui défilent, ce nombre N_q^D étant fourni par la formule (14).

Pour une phase d'analyse de σ_{q-1} à σ_q , il faut réaliser un déplacement à vitesse constante de la fonction d'appareil du F. P. Nous pouvons montrer [16] que cela est possible si la période T_q (16) des franges Michelson est constante. Ceci nécessite une boucle de régulation que nous avons réalisé de manière originale [17].

Les nombres N_q et N'_q de franges Michelson à faire défiler sont calculables d'après (13) et (12) et doivent aussi être comptés.

2.4 FONCTIONNEMENT DU SPECTROMÈTRE. — Le schéma synoptique de la figure 4 décrit l'ensemble du spectromètre.

Les franges Michelson reçues par le détecteur, sont comptées, à partir de la coïncidence des fonctions W_R et W_{FP} pour σ_0 . Une calculatrice programmable ou microordinateur, calcule pour chaque $1/8^e$ de frange qui défile la valeur σ_{FP} du maximum de la fonction d'appareil W_{FP} . Par suite, le microordinateur peut, grâce à la formule (6) calculer la valeur α' et commander le positionnement du réseau, grâce à la boucle d'asservissement comportant le moteur pas à pas et le codeur optique.

Par ailleurs, la période des franges Michelson est calculée, comparée à la période T_q (16) souhaitée et l'autre boucle d'asservissement comprenant les vannes V_1 et V_2 et le détecteur assure un défilement de W_{FP} à vitesse constante.

Le tableau I ci-dessous indique les différentes séquences de fonctionnement du spectromètre.

3. Tests et résultats. — Nous avons évidemment effectué des séries de tests portant sur la résolution, la hauteur des *ghosts*, sur la reproductibilité des mesures, sur les dérives thermiques de notre installation.

Nous avons également vérifié le gain de luminosité apporté par l'adaptateur à fibres de verre. Nous ne rapportons pas ici tous ces résultats qui sont détaillés en [14].

Nous nous contenterons d'exposer ci-dessous les résultats qui nous semblent faire l'originalité et l'intérêt de notre spectromètre.

3.1 ANALYSE A HAUTE RÉOLUTION DE DIFFÉRENTS DOMAINES D'UN SPECTRE D'ÉMISSION. — Afin de montrer

FIG. 4. — Schéma synoptique du spectromètre.
[Block diagram of the spectrometer]

TABLEAU I

Séquences de fonctionnement du spectromètre.

Opérateur	Electronique	Monochromateur	Fabry-Pérot
Mise en position réseau		Ex : 2 ^e raie jaune du mercure ($\sigma_0 = 17\,327,45\text{ cm}^{-1}$)	
Entrée des données $\sigma_0, \sigma\Delta, X, N', N'_M$	Calcul de : $\Delta_q\sigma = X\Delta\sigma = \sigma_q - \sigma_{q-1}$		
Mise en pression du F.P et validation	— A partir de la détection manuelle de la mise en coïncidence, l'ordre validation commande le comptage des franges Michelson		Variation de pression jusqu'à P_0 voisine de 5 bars et mise en coïncidence des 2 fonctions d'appareil
Entrée des données $\sigma_{\text{début}}, \sigma_{\text{fin}}, V\text{ cm}^{-1}/\text{mm}$	Calcul de : — $\alpha'_{\text{début}}$ — N_q^D	Déplacement du réseau jusqu'à $\alpha'_{\text{début}}$	Variation de pression correspondant à N_q^D franges Michelson
Début et fin automatiques de l'enregistrement	Calcul de : — N_q — N'_q — T_q — α' réseau pour chaque 1/8 frange Michelson.	— Asservissement du réseau sur la consigne α'	— Descentes en pression asservies par T_q — Remontées en pression — Arrêt des variations après dernier cycle
Nouvelle entrée de données possible	Nouveau calcul de : — $\alpha'_{\text{début}}$ — N_q^D		

clairement les possibilités de notre appareil, — découplant des formules (14) et (15) —, d'analyser des domaines distincts dans un spectre d'extension quelconque nous avons choisi d'analyser successivement :

- 1) une raie rouge de l'arc du Néon :
 $\sigma_1 = 16\,079,75\text{ cm}^{-1}$;
- 2) une raie jaune de l'arc du Mercure :
 $\sigma_2 = 17\,264,43\text{ cm}^{-1}$;
- 3) une raie verte de l'arc du Mercure :
 $\sigma_3 = 18\,307,45\text{ cm}^{-1}$;
- 4) une raie bleue de l'arc du Mercure :
 $\sigma_4 = 22\,937,92\text{ cm}^{-1}$.

Le déroulement d'une opération d'analyse est le suivant :

— nous fournissons à la calculatrice les données :

$$\sigma_0 = 17\,327,45\text{ cm}^{-1} \quad \Delta\sigma_0 = 1,019\,528\text{ cm}^{-1}$$

$$X = 4 \quad N'_{Mi} = 192,8$$

$$N' = 939,9$$

la calculatrice nous donne $\Delta_q\sigma = 4,072\,972\text{ cm}^{-1}$;

— nous affichons ensuite :

$$\sigma_{1\text{ début}} = 16\,078 \quad \text{et} \quad \sigma_{1\text{ fin}} = 16\,080 .$$

Le spectromètre analyse le domaine de $16\,077,05$ à $16\,081,12\text{ cm}^{-1}$ (Fig. 5).

Cette analyse étant terminée, pendant la remontée en pression qui suit nous affichons

$$\sigma_2\text{ début} = 17\,264, \quad \sigma_2\text{ fin} = 17\,264,5 .$$

Le spectromètre recommence son analyse après que la calculatrice ait défini le N_q^D nécessaire pour positionner correctement la fonction d'appareil du F. P., et que l'asservissement en pression ait réalisé ce positionnement.

Le spectromètre analyse alors le domaine de $17\,262,28$ à $17\,266,35$ (Fig. 6).

Nous opérons de même pour σ_3 (Fig. 6) et σ_4 (Fig. 7). Après cela nous commandons un repositionnement du réseau pour $\sigma_0 = 17\,327,45\text{ cm}^{-1}$ (Fig. 7).

La mesure des nombres d'ondes des 4 raies peut être faite par interpolation linéaire entre les extrémités des 4 domaines d'analyse successifs. Les nombres d'ondes σ_{q-1} et σ_q des extrémités des domaines analysés sont fournis par la calculatrice qui arrondit à la dizaine de millikaisers la plus proche valeur :

$$\sigma_{q-1} = \sigma_0 + (q - 1) \Delta_q\sigma$$

σ_{q-1} et σ_q sont donc calculés à 5 mK près.

L'erreur de mesure $\delta\sigma$ d'une raie pointée à la fraction x du domaine (σ_{q-1} , σ_q) peut être calculée à partir de :

$$\sigma = \sigma_0 + (q - 1 + x) \Delta_q\sigma \quad (18)$$

$$\delta\sigma < \delta\sigma_0 + (q - 1 + x) \Delta_q\sigma + \Delta_q\sigma \cdot \delta x . \quad (19)$$

Les erreurs sur les données expérimentales nous permettent d'apprécier les grandeurs suivantes :

Fig. 5. — Spectre d'émission lampe à arc basse pression.

[Part of the emission spectrum of a low pressure lamp.]

FIG. 6. — Spectre d'émission lampe à arc basse pression.
[Part of the emission spectrum of a low pressure lamp.]

FIG. 7. — Spectre d'émission lampe à arc basse pression.
[Part of the emission spectrum of a low pressure lamp.]

— $\delta\sigma_0 < 10$ mK est l'erreur sur la raie utilisée pour positionner les fonctions W_R et W_{FP} au départ,

— $\delta\Delta_g\sigma < 25 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$ est une erreur calculable,

— δx peut être estimé en tenant compte que x est un quotient de longueurs déterminées à 0,25 mm près.

Nous comparons tableau II, $\sigma_{\text{mesuré}}$ à $\sigma_{\text{référence}}$ calculé avec la formule d'Edlen (4) à partir des longueurs d'onde λ_a dans l'air publiées dans le Handbook of Physics and Chemistry.

Nous vérifions ici correctement la validité de nos calculs. L'écart de 30 mK constaté sur la raie verte reste compatible avec le $\delta\sigma$ de 20 mK si l'on considère que le $\sigma_{\text{référence}}$ est lui-même connu à 10 mK près.

Nous avons en même temps un test supplémentaire pour la précision globale de la mesure en nombre d'ondes d'une raie.

Nous pensons que notre appareil est actuellement le seul spectromètre intégral permettant ce type d'analyse à haute résolution de quelques raies distinctes prises à des milliers de cm^{-1} les unes des autres.

La durée d'une telle analyse a été d'environ une centaine de minutes et nous pourrions théoriquement diviser cette durée par quelques dizaines, en diminuant dans le même rapport la période des franges Michelson.

Notons que dans chacune des expressions de l'erreur $\delta\sigma$, figure la valeur $\delta\sigma_0$ que nous estimons à 10 mK.

L'autre partie de l'erreur, due surtout à l'imprécision sur l'intervalle entre ordres $\Delta\sigma_0$, est d'autant plus grande que nous nous éloignons de la raie de référence. Ainsi, nous voyons bien quelles sont les possibilités d'améliorer la précision :

1) nous pourrions choisir une raie de référence de nombre d'ondes σ_0 mieux connue,

2) nous pourrions prendre plusieurs raies de référence dans les domaines spectraux où nous souhaitons augmenter la précision.

Ces deux modifications n'entraîneraient d'ailleurs que de simples changements d'entrées de données dans notre dispositif de programmation.

3.2 ANALYSE D'UN SPECTRE D'ABSORPTION. — Pour tester notre appareil nous avons choisi d'analyser le spectre d'absorption de l'iode 127 en phase vapeur. Ce spectre a été étudié localement dans des domaines de quelques cm^{-1} , avec un Hypeac, par Kroll et Innes [18], qui s'intéressaient à des bandes de vibration de l'iode 127 autour de $17\,700 \text{ cm}^{-1}$ et $18\,690 \text{ cm}^{-1}$. L'étalon Fabry-Pérot qu'ils utilisaient ayant une épaisseur de 8 mm et donc un intervalle entre ordres de 625 mK, ils ont obtenu une résolution de 750 000. Le très bon rapport signal sur bruit que l'on peut constater a été rendu possible par l'emploi d'un tube de 245 cm de long pour contenir l'iode, éclairé par une lampe 1 600 W au xénon.

Luc et Gerstenkorn utilisant leur spectromètre à transformée de Fourier à un million de points, avec une limite de résolution de 15,7 mK, ont d'autre part étudié ce même spectre d'absorption, particulièrement dans le domaine de $18\,500$ à $18\,700 \text{ cm}^{-1}$. La résolution effective obtenue par les auteurs est voisine de 10^6 . Le rapport signal sur bruit obtenu à la sortie du calculateur est excellent. La précision de la position des raies les plus intenses est meilleure que 1 mK. La reproductibilité entre plusieurs enregistrements successifs est probablement, — par comparaison à celle obtenue par ces auteurs pour des spectres d'émission [19] de l'ordre de quelques mK. Le tube utilisé avait une longueur de 16,5 cm et était éclairé par une lampe à halogène OSRAM 150 W.

Nous avons utilisé ce tube, la lampe OSRAM étant alimentée avec une puissance voisine de 40 W.

Les conditions d'utilisation du réseau et du Fabry-Pérot étant les mêmes que celles du paragraphe 3.1. qui nous avaient permis d'obtenir une résolution de 523 000 pour la raie verte de l'arc de mercure à $18\,307,45 \text{ cm}^{-1}$. Nous avons analysé le domaine $17\,677$ - $17\,685 \text{ cm}^{-1}$ d'une part et le domaine $18\,500$ - $18\,650 \text{ cm}^{-1}$ d'autre part,

TABLEAU II

Résultats de mesures de nombres d'ondes de raies d'un spectre d'émission.

Raie	λ_a (Å)	σ_{q-1} (cm^{-1})	x	$\delta\sigma$ (mK)	$\sigma_{\text{mesuré}}$ (cm^{-1})	$\sigma_{\text{référence}}$ (cm^{-1})
Ne rouge	6 217,28	16 077,05	$\frac{134,25}{203,5}$	± 20	16 079,74	16 079,75
Hg jaune	5 790,65	17 262,28	$\frac{107}{203,5}$	± 15	17 264,42	17 264,43
Hg verte	5 460,74	18 304,96	$\frac{126}{203,5}$	± 20	18 307,48	18 307,45
Hg bleue	4 358,35'	22 935,93	$\frac{99,5}{203,5}$	± 30	22 937,92	22 937,92

FIG. 8. — Spectre d'absorption iode 127 en phase vapeur. Tube de 16,5 cm de long éclairé par une lampe blanche à halogène ($U = 10,5$ V, $I = 4$ A). Fentes du monochromateur $60\ \mu/36\ \mu$. Diaphragme Fabry-Pérot de diamètre 1,4 mm.
[Part of the absorption spectrum of iodine 127 vapor. Tube 16.5 cm length. Halogen white lamp (40 watts) Monochromator slits : $60\ \mu\text{m}/30\ \mu\text{m}$. Fabry-Pérot diaphragm diameter : 1.4 mm.]

Sur la figure 8 nous reproduisons une petite partie de l'enregistrement obtenu.

Quoique nous n'ayons pas utilisé pour cet enregistrement d'adaptateur d'étendue, nous voyons que le rapport signal sur bruit obtenu est excellent.

Dans le tableau III ci-dessous nous donnons les résultats de nos mesures concernant quelques raies bien séparées et nous les comparons à ceux de Kroll et Innes (σ_{K-I}) pour les deux premières, à ceux de Luc et Gerstenkorn (σ_{L-G}) pour les autres.

Notre $\delta\sigma$ a été calculé dans les mêmes conditions qu'en 3.1.

Pour les trois valeurs voisines de 18 500, nous avons tenu compte dans le calcul de $\delta\sigma$ du fait que nous avons enregistré dans cette zone avec une vitesse de défilement papier plus faible que de coutume. De ce

fait, les erreurs de dépouillement sont plus notables.

Nous pouvons considérer que nos mesures de σ sont compatibles avec celles publiées par les autres auteurs.

Le tableau IV ci-contre permet de comparer les résultats de nos calculs de distance entre raies à ceux de Kroll et Innes et Luc et Gerstenkorn.

Nous pouvons remarquer ici, une particularité intéressante de notre méthode d'analyse spectrale et de dépouillement tenant compte des valeurs des *interfranges Michelson* et du nombre de ces franges : notre précision globale est certes moins bonne que celle permise par la spectrométrie à transformée de Fourier utilisant une seule raie de référence bien connue, mais par contre, *notre précision « locale » pour le calcul de $\Delta\sigma$, distance entre raies, peut être*

TABLEAU III

Résultats comparés de mesures de nombres d'ondes de raies d'un spectre d'absorption.

$\sigma_{\text{mesuré}} (\text{cm}^{-1})$	$\delta\sigma (\text{mK})$	$\sigma_{K-I} \text{ ou } \sigma_{L-G} (\text{cm}^{-1})$	$\delta\sigma_{K-I} \text{ ou } \delta\sigma_{L-G} (\text{mK})$
17 677,683	± 15	17 677,68	± 10
17 680,019	± 15	17 680,01	± 10
18 503,174	± 30	18 503,144 2	$\pm 1,8$
18 504,834	± 30	18 504,799 6	$\pm 0,5$
18 505,368	± 30	18 505,333 1	$\pm 0,5$
18 619,716	± 20	18 619,702 7	$\pm 0,6$
18 620,903	± 20	18 620,889 6	$\pm 0,6$

TABLEAU IV

Résultats comparés de mesures d'écart entre les nombres d'ondes de raies d'un spectre d'absorption.

$\sigma_{\text{mesuré}} \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$\Delta\sigma \text{ entre raies (mK)}$	$\delta\Delta\sigma \text{ (mK)}$	$\sigma_{K-I} \text{ ou } \sigma_{L-G} \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$\Delta\sigma_{K-I} \text{ ou } \Delta\sigma_{L-G} \text{ (mK)}$	$\delta\Delta\sigma_{L-G} \text{ (mK)}$
17 677,683	2 336	± 1	17 677,68	2 330	?
17 680,019			17 680,01		
18 503,174	1 660	± 2	18 503,144 2	1 655,4	$\pm 2,3$
18 504,834			18 504,799 6		
18 505,368			18 505,333 1		
18 619,716	534	± 2		533,5	± 1
18 620,903					
	1 987	± 1	18 619,702 7	1 187,1	$\pm 1,2$
			18 620,889 6		

aussi bonne. La qualité de cette précision *locale* s'explique par le fait qu'elle dépend essentiellement :

— d'une part de la précision sur $\Delta_q\sigma$, ou d'après (10), de la précision sur $\Delta\sigma_0$,

— d'autre part, de la précision dans le comptage des franges Michelson défilant pour $\Delta\sigma$. Ainsi donc, cette précision *locale* pourrait être encore améliorée :

— d'une part, grâce au choix de raies de référence bien connues permettant une meilleure précision sur $\Delta\sigma_0$,

— d'autre part, grâce à l'utilisation d'un rayonnement éclairant le Michelson, de nombre d'ondes σ_{Mi} plus élevé, fournissant donc un nombre de franges Michelson plus élevé pour le même $\Delta\sigma$.

3.3 APPLICATION A LA SPECTROSCOPIE RAMAN. — Le spectromètre intégral, avec une limite de résolution de l'ordre de 30 mK, peut permettre d'étudier les spectres de vibration-rotation et de rotation pure apparaissant dans la lumière diffusée par les gaz.

Cependant, dans sa version actuelle, notre prototype présente deux insuffisances :

— les fentes courbes sont mal adaptées à l'étude des sources rectilignes constituées par la partie utile du faisceau laser,

— le réseau plan de type classique dont nous disposons est moins bon, du point de vue du taux de lumière parasite, que les réseaux holographiques utilisés par les spécialistes de l'effet Raman.

Nous avons déjà obtenu quelques résultats prometteurs, mais nous comptons faire nettement mieux grâce à la prochaine acquisition d'un réseau holographique de qualité.

Nous pouvons affirmer dès maintenant que, par son principe même, notre spectromètre intégral a deux avantages majeurs :

1) il permet de mesurer la position d'une raie quelconque avec une précision nettement supérieure à celle des meilleurs appareils à réseaux actuels,

2) il assure la possibilité d'approcher très près de l'excitatrice ; en effet, l'efficacité du filtrage d'un étalon Fabry-Pérot est nettement supérieure à tous les autres systèmes et ici, c'est l'élément résolvant lui-même qui réalise ce filtrage permettant d'éliminer la lumière de diffusion Rayleigh. Dès maintenant il est envisageable d'étudier des raies à quelques centaines de millikaisers de l'excitatrice.

Notons de plus qu'une analyse par transformée de Fourier autour de l'excitatrice, donnerait un rapport signal sur bruit nettement moins bon que celui susceptible d'être atteint par notre méthode.

En effet, le bruit propre de l'excitatrice, reçu en permanence pendant toute la durée de l'analyse par transformée de Fourier, produirait un affaiblissement de ce rapport pour les raies voisines d'intensités relativement très faibles.

Par conséquent, nous pouvons affirmer que notre prototype est de ce point de vue nettement supérieur aux dispositifs les plus performants existant actuellement.

4. Conclusion. — Du point de vue précision en nombre d'ondes, luminosité et rapport signal sur bruit, le véritable spectromètre intégral à étalon Fabry-Pérot que nous avons construit est supérieur à tous les appareils à réseaux à haute résolution existant actuellement. Les performances sont comparables à un appareil à transformée de Fourier. Dans les limites de résolvançe de 10^5 à 10^6 , nous pensons qu'un appareil construit selon les principes que nous avons exposés serait d'un prix de revient inférieur à un spectromètre à transformée de Fourier.

Le prototype que nous avons réalisé montre que nous sommes capables de contrôler correctement le

choix et le déplacement de la fonction d'appareil de l'étalon interférentiel. Ce contrôle rigoureux, permis par l'association d'un interféromètre Michelson à l'interféromètre Fabry-Pérot, est la clef de notre succès.

La vitesse d'analyse locale de notre appareil est limitée à $0,6 \text{ cm}^{-1}$ par minute, ce qui est compatible avec la qualité habituelle des filtres passe-bas utilisés et le niveau du rapport signal sur bruit toléré sur les enregistrements à haute résolution. Il faut tenir compte qu'il est possible de multiplier cette vitesse par quelques dizaines grâce à un meilleur contrôle du régime d'écoulement du gaz dans la cloche contenant le Fabry-Pérot. De plus, nous avons au paragraphe 3.1. montré un type d'analyse particulier par

domaines distincts. Entre les domaines analysés la vitesse du déplacement n'est limitée que par les performances du système d'entraînement du réseau.

Notons enfin que l'automatisation poussée de toutes les opérations d'analyse spectrale permet d'envisager, dès à présent, que notre appareil puisse être manipulé par des personnes qui ne seraient pas des spécialistes de spectroscopie.

En ce qui concerne la spectroscopie Raman, nous sommes persuadés que l'association d'un monochromateur de grande qualité et d'un interféromètre Fabry-Pérot piloté selon les principes que nous avons indiqués pourrait rendre des services qu'aucun autre appareil n'est susceptible de fournir aujourd'hui.

Bibliographie

- [1] JACQUINOT, P., Progrès récents en spectroscopie interférentielle. Proceedings of the conference on photographic optics Japan. *J. Appl. Phys.* **4** (1965) 401.
- [2] CHABBAL, R., Recherche des meilleures conditions d'utilisation d'un spectromètre photo-électrique Fabry-Pérot. *J. Rech. CNRS* **5** (1953) 138.
- [3] CHABBAL, R., Recherches expérimentales sur la généralisation de l'emploi du spectromètre Fabry-Pérot aux divers domaines de la spectroscopie. *Rev. Opt. Theor. Instrum.* **37** (1958) 49 ; 336 ; 501.
- [4] CHABBAL, R., Thèse Paris (1957).
- [5] CHABBAL, R., Le spectromètre Fabry-Pérot intégral. *J. Physique Radium* **19** (1958) 246.
- [6] CHABBAL, R. et JACQUINOT, P., Description d'un spectromètre interférentiel Fabry-Pérot. *Rev. Opt. Theor. Instrum.* **40** (1961) 157.
- [7] CHABBAL, R. et PELLETIER, R., Principe et réalisation d'un spectromètre Fabry-Pérot multicanal : le S. I. M. A. C. Proceedings of the Conference on Photographic and Spectroscopic Optics Japan. *J. Appl. Phys.* **4** (1965) 445.
- [8] CONNES, P., Spectromètre interférentiel à sélection par l'amplitude de modulation. *J. Physique Radium* **19** (1958) 215.
- [9] HELBERT, J. M., Thèse Doctorat es Sciences. Orsay (1969)
- [10] HURON, C., Mémoire CNAM. Rouen (1975).
- [11] EDLEN, J. *Opt. Soc. Am.* **43** (1953) 344.
- [12] SVENSSON, K. F., Measurements of the dispersion of air for wavelengths from 2 302 to 6 907 Å. *Ark. Fys. Band* **16**, 361.
- [13] GRENIER, M., Mémoire CNAM. Rouen (1976).
- [14] LAFORIE, P., Spectromètre intégral à étalon Fabry-Pérot pour l'étude à haute résolution dans le domaine visible et proche U. V. de spectres d'émission, d'absorption et Raman. Thèse. Rouen 22.6.76.
- [15] PECK, E. R. and KHANNA, B. N., Dispersion of Nitrogen. *J. Opt. Soc. Am.* **56** (1966) 1059.
- [16] MICHE, P., Thèse Docteur Ingénieur. Rouen 1974.
- [17] HURON, C., MICHE, P. et LAFORIE, P., Générateur de rampes de pression de haute précision. *Automatismes.* **XX** (1975) 430.
- [18] KROLL, M. and INNES, K. K., Molecular electronic spectroscopy by Fabry-Perot interferometry. *J. Molec. Spectrosc.* **36** (1970) 295.
- [19] GERSTENKORN, S. et LUC, P., Emission spectra studies by means of Fourier transform spectroscopy in the visible range. *Nouvelle Revue d'Optique* **7** (1976) 149.