L’étalon de Fabry-Perot sphérique

Pierre Connes

L'ÉTALON DE FABRY-PEROT SPHÉRIQUE

Par P. CONNES,
Laboratoire de Bellevue.

Résumé. — On peut réaliser un interféromètre de Fabry-Perot au moyen de deux lames sphériques formant un système afocal. Cet interféromètre, utilisable dans un spectromètre photoélectrique, possède les mêmes intervalle spectral libre, transparence, finesse, contraste, et pouvoir de résolution théorique que le Fabry-Perot plan d'épaisseur double. Mais l'étendue du faisceau utilisable est *proportionnelle* à la résolution au lieu de lui être *inversement proportionnelle* et la luminosité du système devient supérieure à celle du Fabry-Pérot plan pour des pouvoirs de résolution très élevés (de l'ordre de quelques millions). Le Fabry-Perot sphérique paraît utile pour l'étude de raies de quelques millikaisers de large. On pourrait également l'employer comme monochromateur pour créer des raies artificielles plus fines que les raies naturelles.

Abstract. — A Fabry-Perot interferometer can be made with two spherical surfaces, forming an afocal system. This interferometer can be used in a photoelectric spectrometer; it has the same transmission, contrast, sharpness free spectral range and theoretical resolving power as a plane Fabry-Perot of double thickness. But the " étendue " (product of surface by solid angle) of the beam is *proportional* to the resolving power instead of being *inversely* proportional, and the luminosity of the system becomes greater than that of the plane Fabry-Perot for very high values (several millions) of the resolving power. The spherical Fabry-Perot seems to be useful for studying lines whose width is only a few millikaisers. It could equally be used as a generator of artificial lines narrower than natural ones.

Nous commencerons par une étude des propriétés de l'étalon de Fabry-Perot sphérique (FPS) déjà sommairement décrit dans une précédente publication [1]. Nous envisagerons ensuite quelques applications possibles, et donnerons les résultats des premières expériences.

I. **Description et propriétés générales.** — C'est un système afocal de grandissement unité formé de deux miroirs sphériques concaves identiques centrés chacun sur le sommet de l'autre. L'épaisseur e du système est donc égale au rayon de courbure. Les lames sphériques limitées par des diaphragmes circulaires de diamètre D sont totalement réfléchissantes (donc opaques) sur la moitié de leur surface et semi-transparentes sur l'autre (*fig.* 1).

Un rayon incident quelconque rencontre les deux miroirs en M_1 et M_2. M_1 se trouve nécessairement sur le demi-cercle transparent du miroir 1 ; par contre M_2 peut être situé soit sur le demi-cercle transparent du miroir 2 (rayon du type a, figure 1 en haut), soit sur son demi-cercle opaque (rayon du type b, figure 1 en bas). Un rayon incident unique (a ou b) donne une infinité de rayons sortants *confondus* (et non pas seulement *parallèles*, comme ce serait le cas avec un étalon de Fabry-Perot plan (FPP)), qui suivent à l'intérieur de l'étalon des trajets identiques $M_2 N_1 N_2 M_1 M_2$. La différence de marche δ_0 entre deux rayons successifs est constante et égale à $4e$ dans l'approximation de Gauss, aussi bien pour les rayons a que pour les rayons b ; il n'y a donc pas lieu de traiter séparément ces deux types de rayons.

Un tel système peut être considéré comme un *filtre*, de même qu'un étalon FPP employé sous l'incidence normale ; il peut donc remplacer un FPP dans un spectromètre photoélectrique. Par contre ce n'est pas un *disperseur*, et il n'est pas utilisable dans les applications spectroscopiques du Fabry-Perot qui emploient la photographie des anneaux d'interférence.

Si l'on néglige l'absorption des couches réfléchissantes opaques (qui peut être obtenue inférieure à 1 % dans le visible et l'infra-rouge), la transparence, le contraste et la finesse N du FPS sont identiques à celles du FPP muni des mêmes couches semi-réfléchissantes [1]. Le pouvoir de résolution théorique $\mathcal{R}_0 = 4Ne/\lambda$, la limite de résolution

$$\delta\sigma = 1/4Ne$$

et l'intervalle spectral entre ordres

$$\Delta\sigma = 1/4e = N\delta\sigma$$

sont les mêmes qu'avec un FPP d'épaisseur *double*.

Mais les lois qui donnent la variation de l'étendue U du faisceau en fonction de $\mathcal{R}_0$ sont totalement différentes pour les deux instruments. Ces lois pouvant elles-mêmes dépendre de l'ordre de grandeur des résolutions cherchées, nous examinerons successivement deux types d'applications possibles.

[1] Il est également possible de munir l'interféromètre de couches semi-réfléchissantes uniformes [1]. Dans ce cas l'étendue utilisable est doublée mais on montre que la transparence est divisée par 2 de sorte que la luminosité reste la même. D'autre part la finesse est divisée par 2 et le contraste par 4. Cette disposition, de réalisation plus facile, est donc moins avantageuse en principe. Elle suffira cependant dans de nombreux cas.

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphysrad:01958001903026200

La première est l'étude des structures hyperfines et des formes de raies. Nous proposerons ensuite, en appendice, d'utiliser le FPS pour produire des raies artificielles de largeur inférieure à celle des raies naturelles.

II. — Application à l'étude des structures hyperfines et des formes de raies. — Ces études se font généralement au moyen d'étalons FPP de quelques centimètres d'épaisseur. La plus petite limite de résolution atteinte jusqu'ici paraît l'avoir

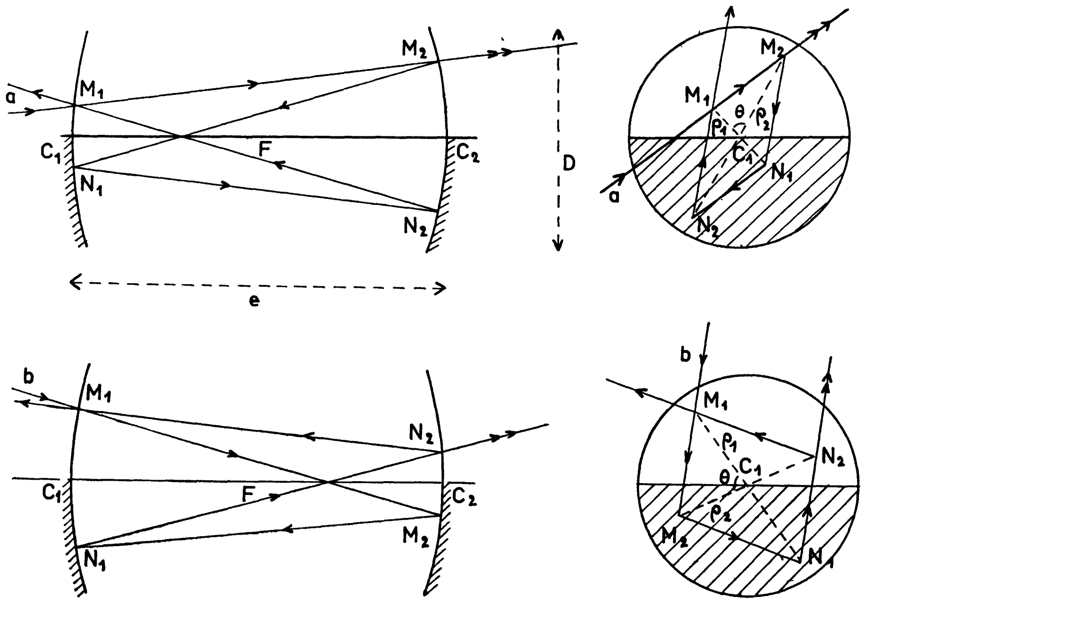

FIG. 1.

été par D. A. Jackson et H. Kuhn [2], avec un étalon plan de 11 cm d'épaisseur et un jet atomique en absorption, sur la raie $\lambda = 7\,699$ Å du potassium. La séparation des composantes résolues les plus voisines était 2,9 mK correspondant à une résolution effective $\mathcal{R} = 4{,}5\ 10^6$.

a) COMPARAISON DES ÉTENDUES UTILISABLES AVEC UN FPS ET UN FPP. — Rappelons les facteurs qui déterminent l'étendue du faisceau accepté par un monochromateur FPP. Cette étendue

$$U_p = S\,\Omega \qquad (1)$$

dépend de la surface S des lames (qui n'est limitée par aucune considération théorique) et de l'angle solide Ω du diaphragme circulaire à l'infini. Ω doit rester assez petit pour que la variation

$$\Delta_p = -\, e_p\, i^2 \qquad (2)$$

de la différence de marche entre deux rayons interférents successifs, d'incidence i, reste tolérable. Si l'on choisit les conditions généralement les plus favorables, et dont il n'est pas possible de s'écarter beaucoup, correspondant au maximum du produit Luminosité × Résolution à épaisseur donnée, et dont on montre [3] qu'elles donnent un pouvoir de résolution réel $\mathcal{R} = 0{,}7\,\mathcal{R}_0$, on est conduit à tolérer pour le rayon le plus incliné $\Delta_{p\max} = -\,\lambda/N$ ce qui entraîne une valeur de Ω telle que :

$$\Omega\,\mathcal{R}_0 = 2\pi \qquad (3)$$

et une étendue :

$$U_p = (2\pi/\mathcal{R}_0)\, S \qquad (4)$$

Ω et U varient donc en sens inverse de $\mathcal{R}_0$; en d'autres termes le produit Luminosité × Résolution est constant (indépendant de e_p.). Cette propriété est d'ailleurs commune à tous les types connus de monochromateurs.

Les relations (3) et (4) ne font pas intervenir N. Mais il ne faut pas oublier que S est pratiquement limité par la valeur de N que l'on veut obtenir, à cause d'inévitables défauts macroscopiques de surface (tels, en particulier, qu'une légère courbure plus ou moins régulière). La finesse limite N_l (obtenue avec des couches de pouvoir réflecteur tendant vers 1) et S varient toujours en sens inverse (cette question sera étudiée au cours du Colloque [4]). Afin de fixer les ordres de grandeur nous dirons qu'une finesse effective $N = 25$ peut être obtenue de façon assez courante à $\lambda = 0{,}5\ \mu$ avec des lames de 5 cm de diamètre.

L'étendue du faisceau reçu par le FPS est déterminée par les surfaces utilisées sur les deux lames (soit un demi-cercle sur la première et un cercle sur la seconde) :

$$U_s = \frac{32}{\pi^2}\frac{D^4}{e^2} \tag{5}$$

et la valeur de D est limitée par les aberrations du troisième ordre. En effet, la valeur exacte de la différence de marche δ entre deux rayons interférents successifs dépend du rayon incident dont ils sont issus ; elle vaut : $\delta = \delta_0 + \Delta_s$

avec $$\Delta_s = -\rho\ \rho_2^2 \cos 2\theta / e^3 \tag{6}$$

expression jouant le même rôle que (2) pour le FPP ; ρ_1 et ρ_2 sont les distances $C_1 M_1$ et $C_2 M_2$ et θ l'angle des plans de section principale passant par M_1 et M_2.

Le calcul, assez compliqué, de l'élargissement de la fonction d'appareil dû à l'existence de Δ_s conduit aux conclusions suivantes : Si l'on tolère la même perte de résolution que dans le cas du FPP, soit $\mathcal{R} = 0{,}7\,\mathcal{R}_0$, il faut prendre $\Delta_{s\max} = \pm 2\lambda/N$ pour les rayons les plus aberrants (caractérisés par $\rho_1 = \rho_2 = D/2$ et $\cos 2\theta = \pm 1$), ce qui détermine la valeur de D :

$$D = \left(\frac{32}{N}\lambda\, e^3\right)^{1/4}. \tag{7}$$

Cette relation conduit toujours, pour les valeurs de e pratiquement utilisables, à des diamètres D de quelques millimètres, de réalisation très facile.

L'étendue correspondante

$$U_s = \frac{\pi^2}{N}\lambda\, e = \frac{\pi^2}{4N^2}\lambda^2\,\mathcal{R}_0 \tag{8}$$

est donc pour toute valeur de e, $\mathcal{R}_0$ ou N, déterminée par des considérations *uniquement théoriques*. Elle est, à λ et N donnés, proportionnelle à e ou à $\mathcal{R}_0$. Cette propriété remarquable fait du FPS un monochromateur dans lequel c'est le *quotient* Luminosité/Résolution qui est constant. Il convient naturellement de noter que le FPS n'est pas réglable en épaisseur, et que des valeurs différentes de $\mathcal{R}_0$ exigent des paires de lames différentes tandis que le produit Luminosité $\times$ Résolution constant caractéristique du FPP est obtenu avec une paire de lames *données*, de surface constante, dont on fait varier seulement la distance.

Les deux expressions (4) et (8) laissent prévoir que l'étendue U_s devient toujours supérieure à l'étendue U_p d'un FPP de diamètre donné pour des résolutions suffisamment élevées. On peut définir un gain d'étendue (et de luminosité)

$$G = \frac{U_s}{U_p} = \frac{\pi}{8N^2}\frac{\lambda^2}{S}\mathcal{R}_0^2 \tag{9}$$

obtenu en remplaçant un FPP de surface S donnant une résolution $\mathcal{R}_0$ avec une finesse N, par un FPS équivalent (c'est-à-dire d'épaisseur moitié, de mêmes $\mathcal{R}_0$ et N, et dont le diamètre D, donné par (7) est toujours facilement réalisable.

On obtient un résultat plus simple en cherchant le diamètre D' du FPP d'épaisseur e' donnant la même étendue que le FPS équivalent :

$$D' = 1{,}4\, e'. \tag{10}$$

Si l'on dispose d'un FPP de diamètre $D_0 = 5$ cm donnant une finesse suffisante pour le problème à traiter, on voit qu'il n'est intéressant de le remplacer par un FPS que si l'épaisseur e' nécessaire dépasse 3,5 cm, valeur pour laquelle G, qui croît comme le carré de l'épaisseur, passe par la valeur 1.

Remarque. — Cette comparaison est fondée sur la seule considération de la résolution, définie par la largeur à mi-hauteur de la fonction d'appareil ; il convient d'ajouter que la forme de cette fonction est un peu différente pour les deux instruments.

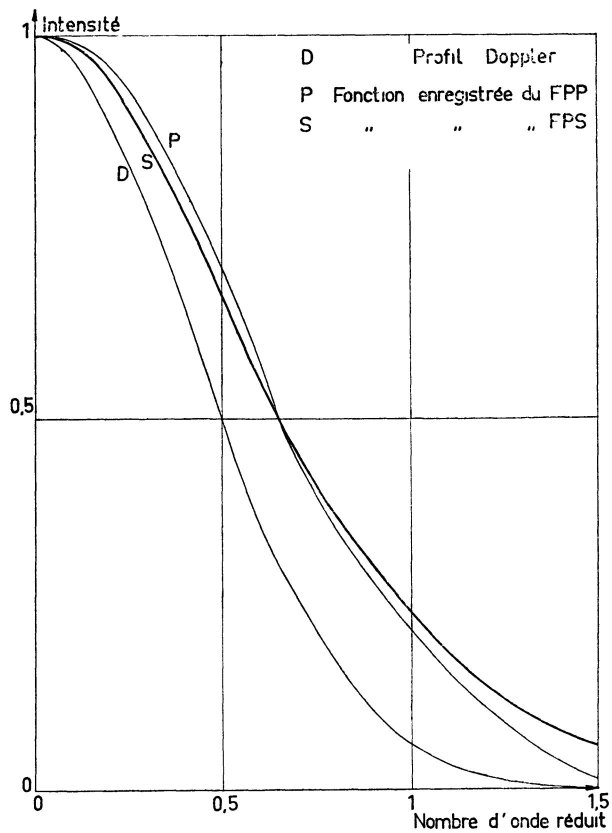

Fig. 2.

A titre d'exemple la figure 2 représente les formes calculées pour la fonction enregistrée avec un FPS et un FPP lorsque la raie a un profil Doppler de largeur très supérieure à la limite de résolution théorique, de sorte que la seule cause d'élargissement est la variation de la différence de marche à l'intérieur de l'étendue finie employée avec les deux instruments. L'élargissement est pris dans les deux cas égal à 1,3 (conditions dans lesquelles l'expression (10) est encore valable). En adoptant un élargissement plus faible les deux fonctions P et S se rapprochent l'une de l'autre et de G.

b) Applications. — Ces quelques considérations nous permettent de fixer le domaine d'utilisation du FPS : celui des limites de résolution instrumentales de l'ordre du millikaiser. Il semble que deux types de problèmes justifient l'emploi de telles résolutions. D'une part, l'étude précise du profil de raies ayant une largeur assez supérieure (de l'ordre de 10 à 20 mK), dans des buts métrologiques par exemple. Il est en effet, dans ce cas, nécessaire que la limite de résolution instrumentale soit très inférieure à la largeur de raie. D'autre part, l'étude des structures hyperfines avec un jet atomique (2).

La largeur des structures étudiées, et celle du fond continu nécessaire pour utiliser le jet atomique en absorption, sera, dans la plupart des cas, trop grande pour l'intervalle spectral libre d'un seul étalon, et il faudra placer deux étalons en série. Cette obligation existe déjà avec le FPP, et le problème a été traité complètement ailleurs [5]. Rappelons seulement qu'il existe deux modes principaux d'association de deux étalons Fabry-Perot d'intervalles entre ordres $\Delta\sigma_1$ et $\Delta\sigma_2$ pour libérer un intervalle spectral $\Delta\sigma'$. Suivant le premier on prend $\Delta\sigma_1 = \Delta\sigma'$ et $\Delta\sigma_2 = \Delta\sigma'/k$, k étant un nombre entier qui doit rester d'autant plus inférieur à N que l'intensité tolérée pour les ghosts est plus faible. Les épaisseurs des étalons sont dans un rapport k, donc nettement différentes. Avec le second on prend $\Delta\sigma_1 = \Delta\sigma'/k$ et $\Delta\sigma_2 = \Delta\sigma'/(k+1)$, c'est-à-dire que les épaisseurs des deux étalons sont voisines. Dans les deux cas l'étendue est celle de l'étalon le *plus* épais, donc déterminée par la résolution.

Pour le FPS au contraire les deux modes d'association ne sont nullement équivalents : avec le premier l'étendue serait inutilement limitée par l'étalon le *moins* épais. La seconde combinaison est donc seule utilisable.

L'adaptation des étendues de deux FPS S_1 et S_2

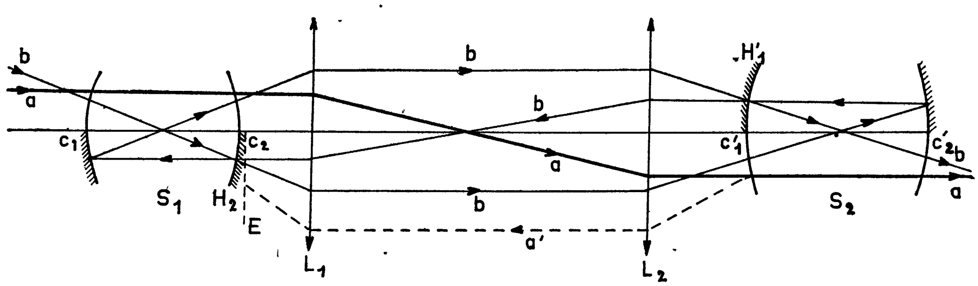

Fig. 3.

d'épaisseurs voisines e_1 et $e_2 = [(k+1)/k]e_1$ se fait au moyen d'un système afocal de grandissement axial $(k+1)/k$, composé de deux lentilles convergentes (3) L_1 et L_2, de distances focales f_1 et $f_2 = [(k+1)/k]^{1/2} f_1$ qui projette des images réelles des deux lames de S_1 sur celles de S_2. La figure 3 montre que S_2 accepte directement les rayons a de S_1 et les rayons b seulement après deux réflexions sur les faces réfléchissantes C'_1 H'_1 et C_2 H_2.

Dans certains cas (4) on demande à l'étalon S_2, non seulement de supprimer les ordres parasites de S_1, mais encore d'augmenter son contraste. Il est alors nécessaire d'empêcher les réflexions multiples des rayons tels que a' renvoyés par S_2 sur S_1, ce qui est facile en plaçant contre la face réfléchissante C_2 H_2 un écran absorbant E. Mais on supprime en même temps les rayons b ; l'étalon S_2 n'accepte alors que la moitié de l'étendue de S_1. Cette perte d'étendue ne se répète pas si l'on ajoute un troisième étalor

c) Réalisation et réglage du FPS. — Les deux lames du FPS seront nécessairement essayées sur un même calibre interferentiel convexe. Sa courbure n'est pas imposée rigoureusement comme celle (qui doit être nulle) du plan étalon servant à vérifier les lames d'un FPP. Par contre, l'écart maximum tolérable entre chaque lame et le calibre (supposé parfait) est sensiblement le même dans les deux cas : il ne doit pas dépasser $\lambda/2N$ environ sur la surface utilisée. Mais en pratique la situation est assez différente : les résidus de courbure que l'on observe fréquemment sur des lames planes de quelques cm de diamètre conduiraient à des défauts totalement négligeables sur les diamètres de quelques mm utilisables avec les lames sphériques. Il sera seulement utile de polir et contrôler celles-ci

(2) Pour que le jet atomique fournisse l'étendue nécessaire (de l'ordre de 10^{-2} mm^2) il suffit que la section du faisceau qui le traverse soit de l'ordre du cm^2.

(3) Qui peuvent être constituées par les lames sphériques elles-mêmes en donnant à la deuxième face une courbure convenable. Sur la figure 3 la convergence des lames sphériques est supposée nulle.

(4) En particulier celui (que nous envisageons plus loin) où les étalons reçoivent un spectre continu dans lequel ils doivent isoler une bande étroite avec un minimum de lumière parasite.

sur une surface nettement supérieure à celle qui doit être effectivement employée. Dans ces conditions seuls les défauts de micropoli interviendront pour déterminer la finesse limite. Comme il y a 2 fois plus de réflexions qu'avec le FPP on peut s'attendre à ce que la finesse limite soit environ $\sqrt{2}$ fois plus faible que celle d'un FPP de diamètre égal, poli avec le même soin (mais assez supérieure à celle d'un FPP de diamètre usuel), l'expérience seule permettant de déterminer la valeur exacte.

L'emploi de couches multidiélectriques ne pose pas de problèmes particuliers, l'angle d'incidence des atomes pendant l'évaporation ou des rayons lumineux pendant l'utilisation restant très faible.

Le réglage du FPS ne comporte qu'une opération : amener le centre de chaque miroir sphérique à se trouver sur la surface de l'autre, par variation de la distance des deux lames. Il n'y a pas de réglage de parallélisme comme avec le FPP ; il est seulement nécessaire que le centre de courbure de chaque miroir se trouve au voisinage du centre de contour de l'autre, ce qu'un centrage mécanique permet d'obtenir avec une précision très suffisante.

Si l'épaisseur de l'étalon est $e + \varepsilon$ au lieu de e, il s'ensuit une variation supplémentaire de la différence de marche :

$$\Delta_\varepsilon = -2\varepsilon \frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{e^2} \tag{11}$$

En admettant $|\Delta\varepsilon_{\max}| \leqslant \lambda/N$ on obtient la tolérance sur l'épaisseur :

$$|\varepsilon| \leqslant \sqrt{\frac{\lambda e}{32 N}} \tag{12}$$

ce qui donne $\varepsilon_{\max} = \pm 5\mu$ avec $\lambda = 0{,}5\mu$, $e = 5$ cm, $N = 25$ (le résultat variant d'ailleurs assez peu avec les valeurs numériques choisies).

Cette tolérance est assez large pour que l'on puisse employer des montures de réalisation très simple. D'autre part, l'étalon sera pratiquement indéréglable ; en effet les déréglages que l'on observe avec le FPP proviennent de déformations de la monture de l'ordre de quelques centièmes de micron. Quant à la variation de l'épaisseur optique par dilatation thermique, elle est la même qu'avec l'étalon plan d'épaisseur double.

L'amplitude du déplacement relatif des lames admissible sans déréglage, soit environ 10μ, est largement supérieur au déplacement $\lambda/4$ nécessaire pour explorer un ordre d'interférence par variation mécanique de l'épaisseur de l'étalon. Cette propriété ne présente pas d'intérêt pour l'exploration du spectre (qui se fait sans difficulté particulière par variation de la pression) mais par contre est précieuse pour assurer la mise en phase de deux étalons sphériques placés en série. Il suffira de prévoir pour l'une des deux montures une variation d'épaisseur par flexion de l'ordre de $\lambda/4$. Ce procédé déjà employé [6] au réglage d'un double étalon plan est ici d'application notablement plus facile : il n'est pas nécessaire en effet d'avoir une translation parfaite.

Il reste à indiquer comment le réglage d'épaisseur peut être contrôlé. Comme pour le réglage de parallélisme du FPP il existe deux procédés, l'un par l'observation de franges, l'autre purement géométrique. Le premier utilise des franges dues à l'aberration sphérique observables dans le plan focal commun lorsque le système est éclairé par une source monochromatique de petit diamètre apparent, et sur la description desquelles nous ne reviendrons pas [1]. Le réglage correct est obtenu lorsqu'on observe au centre du système d'anneaux une teinte plate de diamètre maximum [1, *fig.* 7]. La sensibilité de ce procédé dépend de la finesse et du contraste des franges et il cesse d'être applicable lorsque le contraste des franges observables avec les sources monochromatiques relativement intenses qui sont nécessaires s'annule. Le procédé géométrique reste alors seul utilisable. Il consiste à projeter en C_1 l'image d'un petit objet lumineux (fente de préférence) et à amener en coïncidence les images multiples, dépourvues de toute aberration, qu'en donne le système. Environ N images, décalées le long de l'axe optique, sont observables ; la distance entre deux images consécutives est 4ε. Pour obtenir la meilleure précision il est commode d'avoir des lames de diamètre nettement supérieur à la valeur utile de D, de conserver une couronne semi-transparente au voisinage des bords, et d'utiliser la vision binoculaire (*fig.* 4).

Une difficulté particulière à l'emploi du FPS est qu'il n'est pas possible de déterminer la finesse réelle d'une paire de lames comme on le fait souvent avec le FPP, en réglant l'étalon à une épaisseur très faible et enregistrant une raie fine. Mais il existe un autre procédé : enregistrer le

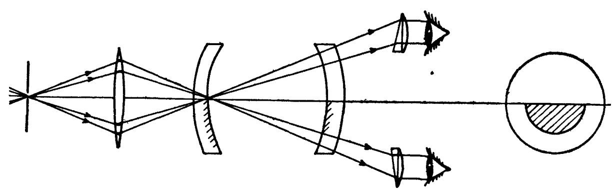

FIG. 4.

spectre cannelé donné par un deuxième étalon sphérique plusieurs fois plus épais (qui fournirait, avec une étendue surabondante, des raies nettement plus fines que la limite de résolution du premier étalon). Cette méthode est d'ailleurs préférable à l'autre : elle étudie en effet l'étalon sans démontage ni nouveau réglage.

Le spectre cannelé de l'étalon auxiliaire, pourrait également servir à accroître la précision de la mesure des distances entre composantes hyperfines ; il suffirait de l'inscrire avec un enregistreur à double plume en même temps que la structure étudiée (suivant un procédé déjà fréquemment employé, surtout dans l'infra-rouge, à des résolutions plus basses).

d) Premières expériences. — Nous avons d'abord cherché à vérifier les prévisions théoriques concernant l'étendue, la résolution et la forme de la fonction d'appareil, en enregistrant avec un FPS de faible épaisseur, donc de résolution relativement basse, la raie 5 461 Å de ^{198}Hg, de profil et de largeur [5] bien connus par une étude préalable au moyen d'un étalon FPP beaucoup plus épais donc plus résolvant.

Dans ce but un premier étalon sphérique ($e = 9{,}68$ mm, $\Delta\sigma = 258$ mK) a été réalisé par les ateliers de l'Institut d'Optique, sous la direction de J. Demarcq. Afin de se placer dans les conditions précisées plus haut (II, a, remarque) nous avons utilisé un coating uniforme 9 couches, donnant une finesse réflectrice voisine de 70 et une limite de résolution théorique $\delta\sigma = 3{,}6$ mK, environ 8 fois plus faible que la largeur de la raie [6]. Nous n'avons pas cherché à déterminer la limite de résolution et la finesse réelles mais seulement à étudier la variation de la forme de la raie enregistrée avec le diamètre D du diaphragme. Avec $D = 1{,}2$ mm l'élargissement calculé est négligeable ; nous avons

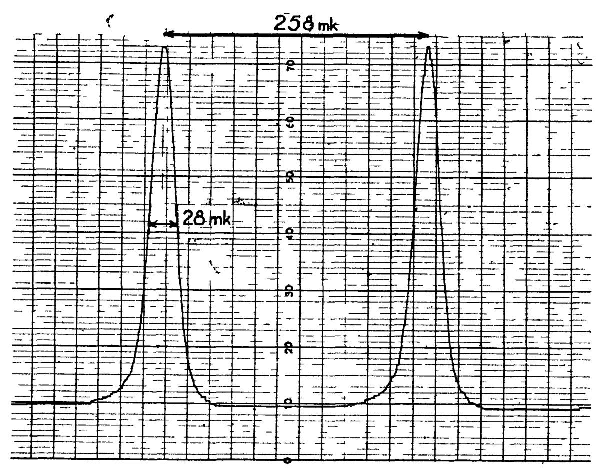

Fig. 5. — Fabry-Perot sphérique, $e = 9{,}68$ mm, $\Delta\sigma = 258$ mK, $D = 1{,}2$ mm, coating 9 couches S Zn — Cryolithe. Raie 5461 Å, ^{198} Hg.

effectivement obtenu un profil Doppler (*fig.* 5) sans différence mesurable avec celui qui était attendu. Avec D compris entre 1,2 et 1,8 mm, les élargissements et les profils ont toujours été en bon accord avec les prévisions.

Nous avons tenté, en collaboration avec H. Chantrel, une première application à un problème de structure hyperfine : celui de la raie 5 535 Å du baryum émise par une cathode creuse refroidie à l'hélium liquide. L'épaisseur de l'étalon était de 59 mm ($\Delta\sigma = 42$ mK). Le FPP équivalent aurait eu 118 mm d'épaisseur et 165 mm de diamètre. La température de la source n'a jamais été effectivement assez faible pour permettre de résoudre la structure attendue que l'on peut tout au plus soupçonner (*fig.* 6).

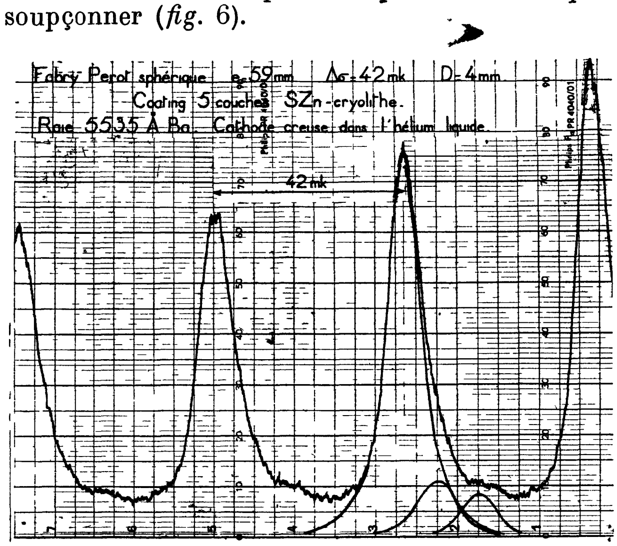

Fig. 6.

Appendice. — Production de raies artificielles. — Cette application extra-spectroscopique, qui n'est qu'une proposition, nous est suggérée par la remarque suivante :

Tout monochromateur peut être employé pour isoler dans un spectre continu une bande spectrale, dont il est commode d'introduire la largeur en fréquence $\delta\nu$, la durée [7] de cohérence $\tau = 1/\delta\nu$ et la longueur de cohérence $l = c\tau$. La possibilité d'utiliser pratiquement cette raie artificielle dépend essentiellement du nombre n de photons transmis par seconde, qui peut s'écrire (en supposant la transparence de l'appareil égale à 1) :

$$n = n_0\, U\, \delta\nu \qquad (13)$$

U étant l'étendue acceptée par le monochromateur et n_0 le nombre de photons émis par la source par unité de temps (s) par unité de largeur de bande (Hz) et par unité d'étendue (cm^2). Cette quantité est proportionnelle à la densité de luminance de la source.

Avec un monochromateur classique, U varie

[5] La source utilisée était une lampe à électrodes, refroidie à l'eau, donnant une raie de largeur 28 mk.

[6] L'utilisation de couches opaques sur la moitié de la surface n'aurait donné dans ce cas, qu'un gain de finesse assez faible.

[7] La forme des raies dont il va être question ici étant pratiquement donnée par une fonction de Lorentz dont $\delta\nu$ est la largeur à mi-hauteur, τ est la durée nécessaire pour que l'amplitude de la vibration tombe à la fraction $e^{-\pi}$ de sa valeur initiale.

proportionnellement à $\delta\nu$; par exemple avec le FPP, le plus lumineux de tous,

$$U_p = 2\pi\, S \frac{\delta\nu}{\nu} \tag{14}$$

de sorte que n varie finalement comme $\delta\nu^2$:

$$n_p = 2\pi\, S \frac{n_0}{\nu}\, \delta\nu^2. \tag{15}$$

Le nombre de photons devient rapidement très faible si l'on cherche à obtenir des valeurs de $\delta\nu$ très inférieures à la largeur des raies d'émission que l'on utilisera comme « spectre continu ».

Avec un FPS au contraire, l'augmentation de U_s compense la diminution de $\delta\nu$, et l'on obtient au moyen de (8) :

$$n_s = \frac{\pi^2\, c^2}{4N^2} \frac{n_0}{\nu} \tag{16}$$

c'est-à-dire que le nombre n_s de photons (ou la puissance transmise), est *indépendant* de la largeur de bande $\delta\nu$ cherchée. Le rapport n_s/n_p est naturellement égal à G défini par (9). Ce gain peut ici devenir très élevé puisqu'il n'y a pas de raison de considérer seulement des étalons de quelques centimètres d'épaisseur. Mais il ne faut pas oublier que les hypothèses faites pour obtenir les expressions (4) et (8) de U_p et U_s ne peuvent rester toujours valables.

a) *Cas du FPP.* — On sait que dans l'emploi photographique (c'est-à-dire sous incidence oblique) d'étalons très épais, la diaphragmation des faisceaux par le bord des lames conduit à une perte de finesse. Il est possible d'atténuer cet effet (étudié en détails par Vander Sluis et MacNally [7]) par une diaphragmation de la première lame de l'étalon, donc au prix d'une perte d'étendue. Un effet analogue ne peut manquer de se produire ici ; un traitement mathématique rigoureux en serait compliqué et totalement dépourvu d'intérêt en présence de la supériorité certaine du FPS pour ce genre d'applications. Si nous imaginons (procédé assez arbitraire) que l'on diaphragme la première lame pour que les N premiers faisceaux (d'angle solide Ω donné par (3)) soient transmis, nous obtenons une surface utilisée nulle, donc une étendue nulle, lorsque $D^2 = 8\lambda l$. En supposant $D = D_0 = 5$ cm, $\lambda = 0{,}5\mu$ la valeur limite de l serait alors 6.10^4 cm. Il est certainement possible de trouver un compromis plus favorable entre S et Ω ; néanmoins les expressions (14) et (15) de U_p et n_p n'indiquent plus que des limites supérieures très optimistes pour $l > 10^4$ cm.

b) *Cas du FPS.* — L'expression (7) indique que le diamètre D croît comme la puissance 3/4 de e (ou de $l = 4\,Ne$). Nous avons considéré jusqu'ici cette augmentation comme sans importance, les diamètres D obtenus étant très faibles. Cette supposition n'est plus justifiée ici, et il est logique d'imposer à D une valeur constante et égale à D_0, diamètre du FPP avec lequel la comparaison est faite, lorsque (7) conduirait à $D > D_0$, c'est-à-dire au delà d'une épaisseur :

$$e_0 = \left(\frac{N}{32}\frac{D_0^4}{\lambda}\right)^{1/3}. \tag{17}$$

En supposant encore $D_0 = 5$ cm, $\lambda = 0{,}5\mu$, $N = 25$ on obtient $e_0 = 2{,}14$ m (et $l_0 = 214$ m). La formule donnant l'étendue pour $e > e_0$ est alors

$$U_s = \frac{\pi^2}{32}\frac{D_0^4}{e^2} \tag{18}$$

qui coïncide avec (8) pour $e = e_0$. L'étendue ne dépend plus explicitement de la longueur d'onde, les aberrations étant négligeables. Mais ce sont les défauts de surface qui limitent maintenant D_0.

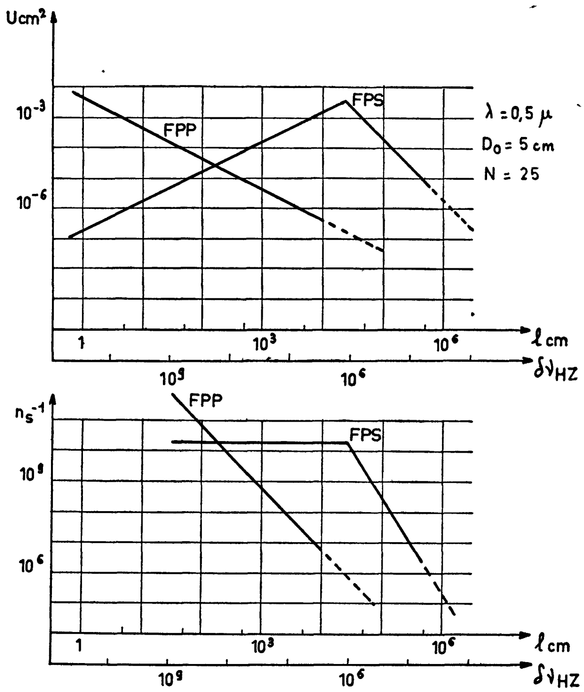

Fig. 7.

Le nombre de photons disponibles pour $e > e_0$ n'est plus donné par (16) mais par :

$$n_s = \frac{\pi^2\, N^2}{2c^4} D_0^4\, n_0\, \delta\nu^3 \tag{19}$$

et décroît très rapidement avec $\delta\nu$.

La seule limite théorique à la diminution de $\delta\nu$ (et l'augmentation de l) est imposée par la diffraction, ou, en d'autres termes, par le principe d'incertitude. En effet, chaque miroir sphérique donne de l'autre une image confondue avec lui-même et il n'y a pas d'autre cause de perte de lumière que l'étalement de ces images par diffraction. Le calcul de cet effet est possible mais pratiquement sans intérêt, car la largeur du maximum central de la figure de diffraction d'un miroir ne devient égale au diamètre de l'autre miroir que pour une épaisseur $l = 2{,}5$ km (pour $D_0 = 5$ cm,

$\lambda = 0{,}5\mu$), en dehors du domaine des réalisations possibles.

Les résultats précédents sont résumés par la figure 7. En haut sont portées, en coordonnées logarithmiques, les étendues d'un FPP de diamètre constant D_0 et d'un FPS de diamètre $D \leqslant D_0$ en fonction de l et de $\delta\nu$. Les épaisseurs correspondantes sont respectivement $e = l/100$ et $e_p = l/50$. En bas, sont portés les nombres de photons par seconde émis dans les étendues U_s et U_p par une source à mercure mono-isotopique donnant la raie 5 461 Å, identique à celle utilisée par Forrester [8] ; au centre de la raie, de largeur propre 10^9 Hz, n_0 vaut 3.10^6 photons/s/Hz/cm^2.

Nous pensons qu'il n'y a pas de difficulté sérieuse à réaliser des étalons sphériques d'environ 3 m de longueur, de 5 cm de diamètre qui avec une finesse $N = 25$ produiraient des raies de largeur 10^6 Hz, c'est-à-dire des trains d'ondes cohérents de durée $\tau = 10^{-6}$ s et de longueur $l = 300$ m. L'isolement d'une bande passante unique à partir d'une raie d'émission 1 000 fois plus large nécessiterait 3 FPS en série. En tenant compte de la perte de la moitié de l'étendue signalée plus haut (II, *b*) et d'une transparence de l'ensemble de 1/10 on disposerait encore d'environ 10^9 photons/s dans l'étendue délimitée par deux demi-cercles de 10 cm^2, placés à 3 m l'un de l'autre, soit 0,11 mm^2.

Le rôle du FPS est simplement celui d'un *filtre* (résonateur très sélectif recevant des oscillations amorties et leur substituant ses oscillations propres). Il ne transmet que l'énergie émise par la source à l'intérieur de sa bande passante, mais, il l'accepte dans une étendue élevée (à la différence des autres monochromateurs). Signalons à ce propos que tout dispositif expérimental utilisant la raie monochromatique artificielle ainsi produite devra être capable d'admettre cette étendue.

Nous ne discuterons pas ici les applications possibles de la proposition que nous venons de faire. Remarquons seulement que l'emploi d'un filtre tel que le FPS ne permet d'espérer aucun gain *fondamental* dans des expériences comme celle de battements entre raies incohérentes (Forrester [8]) ou celle de la mesure de la corrélation entre photons (Hanbury Brown et Twiss [9]) dans lesquelles le rapport signal/bruit de l'effet observé dépend essentiellement de n_0 qui est une caractéristique de la source lumineuse.

BIBLIOGRAPHIE

[1] CONNES (P.), *Rev. Optique*, 1956, **35**, 37.
[2] JACKSON (D. A.), *Proc. Roy. Soc.*, 1938, **165**, 303.
[3] JACQUINOT (P.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 761.
[4] CHABBAL (R.), *Coll. Spectr. Int.*, *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 295.
[5] CHABBAL (R.), *Thèse*, Paris, 1957 (Éditions *Rev. Opt.*)
[6] CHABBAL (R.), *Coll. Spectr. Int.*, *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 372.
[7] VANDER SLUIS et MACNALLY, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1956, **46**, 39.
[8] FORRESTER (A.), GUDMUNSEN (R.) et JOHNSON (P.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1691.
[9] HANBURY BROWN (R.) et TWISS (R. Q.), *Nature*, 1956, **177**, 27.

DISCUSSION

D. A. Jackson. — La facilité de réglage du FPS est d'une grande importance, précisément dans le cas des grandes épaisseurs de l'étalon. Le réglage d'un FPP avec des épaisseurs de plus de 8 cm est difficile à cause de la largeur relativement grande des franges, même si elles proviennent d'une source à Hg 198.

R. Lennuier. — Avez-vous comparé le FPS et le FPP dans le cas (qui est celui de l'ultra-violet) où le facteur de réflexion R des lames ne peut dépasser 0,9. Le facteur numérique de l'équivalence ($D' = 1{,}4$ e') doit être alors notablement diminué, ainsi que la finesse par suite de la décroissance de l'amplitude d'un rayon au suivant en R^2 au lieu de R.

P. Connes. — Je n'ai pas envisagé particulièrement cette question. Il est exact que la finesse et la transparence du FPS seraient alors nettement inférieures à celles du FPP.

R. Lennuier. — Existe-t-il des formes de miroir qui fourniraient moins d'aberrations et permettraient d'augmenter leur surface utilisable ?

P. Connes. — Une simple déformation des miroirs ne conduit à aucune amélioration ; par contre la combinaison (trop compliquée pour être pratiquement utilisable) de 2 miroirs paraboliques et d'une petite lentille divergente placée au foyer commun permet de compenser les termes d'aberration du quatrième ordre.

P. Fellgett. — Et un système concentrique ?

P. Connes. — Un système de deux miroirs sphériques concentriques devrait être diaphragmé au centre de courbure et posséderait les mêmes propriétés qu'un étalon FPP ; il a de plus l'inconvénient d'une épaisseur imposée.

G. Stroke. — Les atomes émettant des trains d'ondes d'une certaine longueur (de l'ordre du mètre), comment est-il possible d'obtenir à la sortie du FPS des trains d'ondes de l'ordre de 300 mètres ?

A. Kastler. — La possibilité d'isoler par un analyseur de radiations des raies spectrales plus fines que la largeur naturelle peut se comprendre avec un interféromètre à ondes multiples de la façon suivante. Les trains d'onde produits par les réflexions successives s'associent bout à bout de façon à former un train d'onde total de longueur très supérieure au train d'onde émis directement par la source.