



**HAL**  
open science

# I. - les principes généraux des méthodes nouvelles en spectroscopie interférentielle - A propos de la théorie du spectromètre interférentiel multiplex

Peter Fellgett

► **To cite this version:**

Peter Fellgett. I. - les principes généraux des méthodes nouvelles en spectroscopie interférentielle - A propos de la théorie du spectromètre interférentiel multiplex. *Journal de Physique et le Radium*, 1958, 19 (3), pp.187-191. 10.1051/jphysrad:01958001903018700 . jpa-00235799

**HAL Id: jpa-00235799**

**<https://hal.science/jpa-00235799>**

Submitted on 4 Feb 2008

**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.

I. — LES PRINCIPES GÉNÉRAUX DES MÉTHODES NOUVELLES  
EN SPECTROSCOPIE INTERFÉRENTIELLE.

A PROPOS DE LA THÉORIE DU SPECTROMÈTRE INTERFÉRENTIEL MULTIPLEX

Par PETER FELLGETT,

The Observatories, University of Cambridge, Grande-Bretagne.

**Résumé.** — Les instruments pour l'analyse spectrale sont divisibles en deux classes dont les types sont le spectrographe et le spectromètre suivant que les éléments du spectre sont mesurés simultanément ou successivement. Dans un spectrographe le spectre entier est mesuré simultanément ; dans un spectromètre il est exploré par une fente, de sorte que les éléments spectraux sont mesurés un par un. Si  $N$  éléments spectraux sont résolus pendant une durée d'observation  $T$ , le temps d'exposition pour chaque élément est  $T$  pour le spectrographe et seulement  $T/N$  pour le spectromètre, ce qui équivaut à un gain de sensibilité de  $\sqrt{N}$  en faveur du spectrographe. Cette infériorité peut être compensée en multiplexant un détecteur unique c'est-à-dire en appliquant aux éléments spectraux des modulations mutuellement orthogonales, ce qui peut être obtenu par un procédé interférentiel. Le rayonnement à analyser est divisé en deux faisceaux qui sont ensuite mélangés avec une différence de marche  $x$  pour les faire interférer. L'intensité provenant d'un élément spectral subit une modulation sinusoïdale dont la période correspond à une variation de  $x$  égale à  $\lambda$ , de sorte que le flux total transmis contient des composantes sinusoïdales de fréquences différentes dues aux différents éléments spectraux. Les propriétés orthogonales des fonctions sinusoïdales permettent de séparer ces composantes, et de mesurer la distribution d'intensité dans le spectre étudié.

**Abstract.** — Instruments for spectral analysis may be separated into two classes, typified by the spectrograph and spectrometer, according to whether the elements of the spectrum are measured simultaneously or successively. In a spectrograph the whole spectrum is recorded simultaneously. In a spectrometer, the spectrum is measured by scanning the slit so that spectral elements are measured one at a time. If  $N$  spectral elements are resolved in a total observation time of  $T$ , then the exposure time for each element is  $T$  for a spectrograph, but only  $T/N$  for a spectrometer. This is equivalent to a factor of  $N^{1/2}$  in sensitivity in favour of the spectrograph. This difficulty can be overcome by multiplexing a single detector ; that is, by impressing mutually orthogonal modulation patterns on the spectral elements. This can be done by interference. The radiation to be analysed is divided into two beams which are then re-combined with path difference  $x$  so that they interfere. The intensity due to one spectral element then goes through one sinusoidal cycle for a change in  $x$  equal to the wavelength  $\lambda$  of the element, so that the total intensity produced by the interference contains sinusoidal components of different frequency due to the different spectral elements. The orthogonal properties of sine functions enable these components to be separated and thus the intensity distribution in the spectrum of the radiation can be measured.

**1. Idées fondamentales.** — Les instruments pour l'analyse des rayonnements peuvent être divisés en deux classes ayant pour types le spectrographe et le spectromètre suivant que les éléments du spectre sont mesurés simultanément ou successivement. Dans un spectrographe le rayonnement dispersé est focalisé sur un détecteur d'image, par exemple une plaque photographique et le spectre entier peut être simultanément mesuré. Dans un spectromètre le spectre se forme sur un mécanisme comportant une fente qui laisse un seul élément spectral atteindre le détecteur. Le spectre est mesuré en l'explorant avec la fente de sorte que tous les éléments spectraux tombent successivement sur le détecteur et sont mesurés un par un. A chaque instant un seul élément est mesuré ; tout le reste du spectre est rejeté par les lèvres de la fente et est perdu pour l'observation. Toutes choses égales d'ailleurs, le spectromètre donne les informations à un rythme plus lent que le spectrographe, ce qui est équivalent à une perte de sensibilité. Pour cette

raison les spectromètres ont été utilisés surtout dans les régions du spectre où n'existent pas de détecteurs d'image convenables. Cette communication décrit une méthode qui peut être nommée « spectrométrie multiplex » par laquelle les éléments spectraux peuvent être observés simultanément au moyen d'un seul détecteur, par exemple un thermocouple ou une cellule photoconductrice.

Le gain de sensibilité de l'observation simultanée par rapport à une méthode d'exploration peut être évalué dans une discussion générale. Si la durée totale disponible pour l'observation du spectre est  $T$ , et si l'on désire mesurer  $N$  éléments spectraux avec un spectromètre explorateur, chaque élément est observé pendant un temps  $T/N$ . Dans la méthode multiplex, ou avec un spectrographe, chaque élément est observé pendant le temps  $T$  tout entier. Lorsque les mesures sont perturbées par des fluctuations dont le spectre de fréquence est uniforme, ce qui est le cas le plus

commun, la précision varie comme la racine carrée du temps d'observation. La précision de la méthode multiplex est  $\sqrt{N}$  fois supérieure à celle d'un spectromètre comparable. Étant donné que  $N$  est fréquemment supérieur à 100, elle fournit donc un gain substantiel.

La mesure de  $N$  éléments avec un détecteur unique exige que le détecteur transporte  $N$  canaux d'information discernables. Cette exigence est familière dans la technique des communications, et elle y est satisfaite en appliquant des modulations mutuellement orthogonales aux  $N$  éléments à transmettre. Les éléments peuvent alors être reçus séparément, à condition qu'aucune distorsion non linéaire de l'ensemble du message ne se produise pendant la transmission. On montrera dans le prochain paragraphe qu'une modulation orthogonale convenable des éléments spectraux peut être obtenue avec un interféromètre.

La méthode multiplex a été inaugurée en liaison avec un projet d'observation des spectres infra-rouges des étoiles. La précision et l'étendue des mesures dans la région infra-rouge du spectre sont presque toujours limitées par la sensibilité des détecteurs de rayonnement relativement à l'intensité du rayonnement incident. Ceci est spécialement vrai lorsque l'intensité apparente de la source est petite, comme c'est le cas avec les étoiles et les planètes. De plus, on sait maintenant que la sensibilité relativement faible des détecteurs infra-rouges provient de limitations fondamentales et non simplement de difficultés techniques. Certains détecteurs, par exemple les cellules au sulfure de plomb ont déjà des sensibilités voisines de la limite fondamentale. Il semble donc qu'il ne sera jamais possible d'obtenir des spectres infra-rouges de plus de quelques objets célestes par des améliorations de sensibilité, même avec de très grands télescopes. Mais il est possible d'étendre le domaine des mesures en trouvant des techniques d'observation plus efficaces. La méthode multiplex est le résultat d'une tentative d'amélioration de ce genre.

**2. Description physique de la méthode.** — Nous avons vu que l'observation simultanée de nombreux éléments spectraux est possible si chaque élément est modulé de façon distincte. Une modulation de ce type peut être obtenue avec un spectromètre ordinaire si la fente de sortie est remplacée par une série d'obturateurs mécaniques, un pour chaque élément spectral. La lumière modulée de toutes les longueurs d'onde serait alors recombinaison par un système dispersif dont la dispersion serait égale et opposée à celle du premier, et concentrée sur le détecteur. En pratique, il serait commode de réfléchir le rayonnement sur lui-même afin d'obtenir la dispersion et la recombinaison au moyen des mêmes pièces optiques. Un disque tournant, analogue à celui qui est utilisé par Golay

pour la spectrométrie à fentes multiples constituerait un assemblage d'obturateurs convenables ; chaque zone annulaire est divisée en secteurs opaques et transparents suivant une répartition binaire orthogonale. La largeur radiale de chaque anneau déterminerait le pouvoir de résolution de la même façon que la largeur de fente dans un monochromateur. Cet arrangement mécanique constituerait un procédé parfaitement réalisable d'observation simultanée ; mais une méthode plus élégante est fournie par les phénomènes d'interférences. Une caractéristique attrayante de cette méthode, surtout pour l'analyse des rayonnements de grande longueur d'onde, est qu'elle produit la modulation recherchée sans avoir besoin d'un système dispersif correspondant au prisme ou au réseau comme dans un spectromètre. La description qui va suivre traitera principalement de la méthode interférentielle, bien que les relations générales s'appliquent également à n'importe quel dispositif utilisant le principe de la spectrométrie multiplex.

Considérons un interféromètre dans lequel le rayonnement est divisé en deux faisceaux qui parcourent des trajets de longueur différente avant d'être combinés pour interférer. Chaque fois que la différence de marche varie d'une longueur d'onde, l'intensité produite à la sortie de l'interféromètre par n'importe quel élément spectral passe par un cycle de sa modulation. La fréquence de modulation est ainsi proportionnelle à l'inverse de la longueur d'onde, c'est-à-dire à la fréquence lumineuse. L'intensité totale donnée par tous les éléments spectraux est donc la somme de composantes correspondant une par une avec les éléments spectraux ; la fréquence de chaque composante est proportionnelle à la fréquence lumineuse, et son intensité est proportionnelle à l'intensité de l'élément possédant cette fréquence. En conséquence, l'analyse fréquentielle du signal est un procédé pour mesurer le spectre initial. Si cette analyse est faite en envoyant le signal du détecteur dans un analyseur harmonique, les éléments sont encore mesurés un par un. Mais si le signal du détecteur est enregistré, et l'enregistrement tout entier envoyé à l'analyseur pour chaque fréquence à mesurer, alors la mesure de chaque élément dépend de la contribution de cet élément pendant la totalité du temps d'observation. L'augmentation du rapport signal/bruit discutée ci-dessus est, en conséquence, obtenue.

**3. Description mathématique.** — Soit  $E(\nu) d\nu$  l'énergie incidente dans le spectre comprise entre les fréquences  $\nu$  et  $\nu + d\nu$ , et soit

$$a = (E(\nu) d\nu)^{1/2} \sin 2\pi\nu(t - x/c)$$

la vibration correspondante,  $t$  étant le temps,  $x$  une abscisse le long du train d'onde et  $c$  la vitesse de la lumière. Si le train d'onde est divisé en deux faisceaux par une surface semi-réfléchissante non

absorbante, ses deux composantes présentent une variation relative de phase de  $\pi/2$  et les vibrations sont liées à celle du faisceau initial par l'expression :

$$\begin{aligned} (E(\nu) d\nu)^{1/2} \sin 2\pi\nu(t - x/c) \\ = (1/2E(\nu) d\nu)^{1/2} \sin 2\pi \left\{ \nu(t - x/c) + 1/8 \right\} \\ + (1/2E(\nu) d\nu)^{1/2} \sin 2\pi \left\{ \nu(t - x/c) - 1/8 \right\}. \end{aligned}$$

Si une différence de marche  $b$  est introduite entre les deux composantes et si elles sont combinées à nouveau sur une deuxième surface semi-réfléchissante, elles produisent deux faisceaux résultants dont les vibrations peuvent s'écrire, en choisissant convenablement l'origine  $x = 0$ ,

$$\begin{aligned} (1/4E(\nu) d\nu)^{1/2} \sin 2\pi\nu(t - b/2c) \\ + (1/4E(\nu) d\nu)^{1/2} \sin 2\pi\nu(t + b/2c) \\ = (E(\nu) d\nu)^{1/2} \sin 2\pi\nu t \cos 2\pi\nu(b/2c) \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} (1/4E(\nu) d\nu)^{1/2} \cos 2\pi\nu(t - b/2c) \\ - (1/4E(\nu) d\nu)^{1/2} \cos 2\pi\nu(t + b/2c) \\ = (E(\nu) d\nu)^{1/2} \sin 2\pi\nu t \sin 2\pi\nu(b/2c). \end{aligned}$$

Les énergies correspondantes sont, dans les deux faisceaux :

$$E(\nu) d\nu \cos^2 2\pi\nu(b/2c) = 1/2E(\nu) d\nu \{ 1 + \cos 2\pi\nu b/c \}$$

et

$$E(\nu) d\nu \sin^2 2\pi\nu(b/2c) = 1/2E(\nu) d\nu \{ 1 - \cos 2\pi\nu b/c \}.$$

La somme de ces deux expressions est  $E(\nu) d\nu$  l'intensité initiale, comme il est normal.

Les détecteurs de rayonnement sont souvent construits sous forme équilibrée, avec deux surfaces sensibles dont les signaux se retranchent pour donner le signal sortant du détecteur. Si les deux faisceaux sont envoyés chacun sur l'une des deux surfaces sensibles, le signal de sortie correspond à une énergie rayonnante :

$$dW = E(\nu) d\nu \cos 2\pi\nu b/c.$$

L'intensité totale due à tous les éléments du spectre est :

$$W \left( \frac{b}{c} \right) = \int_0^\infty E(\nu) \cos \left\{ 2\pi\nu \left( \frac{b}{c} \right) \right\} d\nu \quad (1)$$

transformée de Fourier en cosinus de  $E$ . Ce résultat a été découvert par Michelson, ainsi qu'il est bien connu.

Il est intéressant d'établir l'équation (1) par un autre procédé plus directement lié aux idées quantiques. Le rayonnement incident peut être considéré comme constitué d'impulsions sans corrélation d'amplitude complexe  $A(t - x/c)$ , le spectre du rayonnement au sens habituel étant le carré du module de la transformée de Fourier de  $A$ . Si l'impulsion est divisée par une surface semi-réfléchissante, puis combinée de nouveau par une autre

avec une différence de marche  $b$ , alors en se rappelant la variation relative de phase de  $\pi/2$  à chaque réflexion partielle, les amplitudes des impulsions dans les deux faisceaux émergents sont :

$$\begin{aligned} G(t - x/c) = 1/2A \left( t - \frac{x + b/2}{c} \right) \\ \pm 1/2A \left( t - \frac{x - b/2}{c} \right). \end{aligned}$$

L'énergie totale emportée par ces impulsions est :

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} G^2 dx &= 1/4 \int_{-\infty}^{\infty} \left[ A \left( \frac{x + b/2}{c} \right) \pm A \left( \frac{x - b/2}{c} \right) \right]^2 dx \\ &= 1/2 \int_{-\infty}^{\infty} [A(x)]^2 dx \\ &\pm 1/2 \int_{-\infty}^{\infty} A \left( \frac{x + b/2}{c} \right) A \left( \frac{x - b/2}{c} \right) dx. \end{aligned}$$

La somme des énergies emportées par les deux faisceaux est  $\int_{-\infty}^{+\infty} A^2 dx$ , qui est encore une fois l'énergie incidente. La différence des émergences des deux faisceaux est

$$\int_{-\infty}^{+\infty} A \left( \frac{x + b/2}{c} \right) A \left( \frac{x - b/2}{c} \right) dx$$

qui est la fonction d'autocorrélation de  $A$ . D'après le théorème de Weiner-Khintchine cette fonction est la transformée de Fourier en cosinus du spectre d'énergie de  $A$ , de sorte que :

$$\begin{aligned} W &= \int_{-\infty}^{\infty} A \left( \frac{x - b/2}{c} \right) A \left( \frac{x + b/2}{c} \right) dx \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} E(\nu) \cos (2\pi\nu b/c) d\nu \end{aligned}$$

expression identique à l'équation (1).

En principe, pour retrouver le spectre cherché  $E(\nu)$  nous n'avons qu'à effectuer une deuxième transformation de Fourier sur  $W$ . En pratique, la différence de marche  $b$  ne varie que dans un domaine limité, par exemple de  $-x_0$  à  $+x_0$ , et en conséquence  $W$  n'est connu que dans le même domaine, ce qui limite le pouvoir de résolution obtenu. En prenant la transformée de Fourier sous la forme :

$$\int_{-x_0}^{x_0} \int_0^\infty E(\nu) \cos \left\{ 2\pi\nu \left( \frac{b}{c} \right) \right\} \cos \left\{ 2\pi\Phi \left( \frac{b}{c} \right) \right\} d\nu db$$

on obtient, au lieu de  $E(\nu)$  :

$$E_2(\Phi) = \int_0^\infty E(\nu) \operatorname{sinc} \left\{ 2 \frac{x_0}{c} (\nu - \Phi) \right\} d\nu \quad (2)$$

en posant  $\operatorname{sinc} \theta = \frac{\sin \pi\theta}{\pi\theta}$ . L'équation (2) est simplement l'expression habituelle pour l'étalement dû

à la « diffraction » par une « ouverture » s'étendant sur une distance  $2x_0$ ; le pouvoir de résolution selon le critère de Rayleigh est  $\nu/\Delta\nu = 2x_0 \nu/c = 2x_0/\lambda$  égal à la variation totale de la différence de marche exprimée en longueur d'onde.

Si  $\nu_0$  est la fréquence lumineuse la plus élevée qui soit présente dans le spectre incident, et si la vitesse de variation de  $x$  est  $v = dx/dt$  ( $t$  étant le temps), la fréquence la plus élevée existant dans le signal sortant du détecteur sera  $\nu_0 v/c$ . En conséquence, si l'on place à la sortie du détecteur des filtres électriques passe-bas afin d'éliminer le bruit de fréquence plus élevée, la fonction résultante est approximativement limitée à la bande de fréquences inférieure à  $\nu_0 v/c$ , et d'après le théorème d'échantillonnage il est suffisant d'en utiliser des valeurs discrètes séparées par des intervalles  $c/2\nu_0 v$ . La durée d'exploration étant  $T = 2x_0/v$ , il y a environ  $4x_0 \nu_0/c = 4x_0/\lambda_0$  valeurs discrètes parmi lesquelles  $2x_0/\lambda_0$  sont indépendantes, étant donné que  $W(x) = W(-x)$ .

De même l'intensité spectrale mesurée  $E_2$  est limitée à  $x_0/c$  étant donné qu'elle est la transformée de Fourier de  $W$  dont l'argument s'étend de  $-x_0/c$  à  $+x_0/c$ . Elle peut être entièrement représentée par des valeurs discrètes à des intervalles  $c/2x_0$ , valeurs statistiquement indépendantes. Comme  $\nu$  s'étend de 0 à  $\nu_0$  il y a, à très peu près  $2x_0 \nu_0/c = 2x_0/\lambda_0$  valeurs indépendantes, nombre naturellement égal au nombre de valeurs dans  $W$ .

**4. Discussion.** — La méthode spectrométrique décrite dans les paragraphes précédents représente un retour à la méthode interférentielle utilisée par Michelson, mais dans un but différent. Il avait développé cette méthode comme un moyen d'atteindre des différences de marche de l'ordre de un mètre, correspondant à des résolutions dépassant un million, dans des conditions où la résolution était limitée par la diffraction. Nous cherchons seulement à l'utiliser à des résolutions relativement basses, dans des conditions où la résolution est limitée par la sensibilité. On ne paraît pas avoir remarqué jusqu'ici, qu'en fait Michelson, avec sa méthode, travaillait en multiplex. Une différence mineure réside dans le fait que Michelson utilisait seulement l'intensité des franges (correspondant mathématiquement à l'amplitude et non à la phase), ce qui causait l'ambiguïté bien connue dans l'interprétation de ses résultats. Nous avons la possibilité de mesurer la différence de marche de façon indépendante et par conséquent d'éviter cette difficulté.

Pendant longtemps les calculs nécessaires aux transformations de Fourier ont représenté une lourde tâche, et un certain nombre de méthodes analogiques ingénieuses ont été imaginées. L'existence de calculateurs numériques à grande vitesse a

maintenant résolu ce problème; par exemple le calculateur EDSAC II de Cambridge peut effectuer plusieurs transformations (à partir de 100 ordonnées) par minute.

Le gain de sensibilité obtenu par le travail en multiplex dépend du signal provenant de l'un des éléments spectraux agissant sur le détecteur et les amplificateurs associés, indépendamment de tous les autres. Cette condition n'est pas remplie dans les circonstances suivantes :

a) Si l'appareil comprend des éléments non linéaires tels que des amplificateurs saturés, ou des détecteurs autres que des détecteurs synchrones.

b) Si le détecteur de rayonnement est une cellule photoélectrique dont le courant d'obscurité et, par conséquent, le bruit de fond sont augmentés par l'arrivée simultanée de tous les éléments spectraux.

c) S'il est nécessaire, afin d'admettre tous les éléments spectraux simultanément, d'augmenter la surface sensible, et par conséquent le niveau de bruit d'une cellule infra-rouge. On vérifie facilement que dans chacune de ces circonstances les niveaux de bruit peuvent être multipliés par un facteur  $\sqrt{N}$  et, en conséquence, neutraliser le gain attendu. Il est nécessaire d'éviter (a) par une construction convenable, comprenant l'emploi de la contre-réaction et de la détection synchrone. La contre-réaction est également souhaitable pour aider à atteindre la grande étendue dynamique nécessitée par le fait que tous les éléments spectraux s'ajoutent en phase à la différence de marche zéro pour donner un grand signal, mais s'ajoutent au hasard aux différences de marche élevées pour donner un signal beaucoup faible. Malheureusement (b) empêche, dans une large mesure, le travail en multiplex de donner, par lui-même, un gain de sensibilité pour la spectrométrie dans le visible, et (c) signifie que les méthodes de modulation en multiplex n'ont habituellement aucun avantage par rapport à une simple exploration comme méthodes d'emploi d'une cellule infra-rouge pour donner une image d'un objet étendu.

Les méthodes interférentielles possèdent néanmoins l'avantage accessoire qu'elles peuvent, sans perte de résolution, accepter la lumière venant d'une surface circulaire relativement grande, caractéristique du « réseau en profondeur » ou de l'interféromètre Fabry-Perot. Comme les relations gouvernant la surface de la source et l'angle solide que l'instrument peut recevoir sont exactement les mêmes pour les trois types d'interféromètres, et qu'elles sont discutées dans d'autres communications au Colloque, il n'est pas nécessaire de donner ici de détails à leur sujet.

## DISCUSSION

*H. A. Gebbie.* — Votre temps ne serait-t-il pas mieux employé en explorant de  $-x$  à  $+x$  ?

*P. Fellgett.* — La résolution est la même si l'on va de 0 à  $x$  ou de  $-x$  à  $+x$ . De plus si les limitations sont imposées par le bruit et la sensibilité, il est équivalent d'utiliser le même temps en allant de 0 à  $x$  à la vitesse  $v$  ou de  $-x$  à  $+x$  à la vitesse  $2v$ .

*P. Connes et P. Jacquinot.* — Il nous semble que la résolution est déterminée par le nombre de franges exploré. On peut utiliser un angle solide plus grand pour la différence de marche  $x$  que pour la différence de marche  $2x$ . Donc il semble plus intéressant d'explorer de  $-x$  à  $+x$  plutôt que de 0 à  $2x$ .

*P. Fellgett.* — La résolution ne dépend que de la différence de marche maximum (et non de la variation totale de cette différence de marche) ; il revient au même du point de vue résolution et du point de vue angle solide d'aller de 0 à  $x$  ou de  $-x$  à  $+x$ .

En voilà un exemple tiré d'un autre domaine : considérons l'interféromètre de Mills constitué par une antenne en croix (crossed-pencil beam radio antenna) utilisée en radio-astronomie ; si l'on supprime l'un des quatre bras, la résolution reste exactement la même dans la direction du bras supprimé.

*D. A. Jackson.* — Il semble qu'il y ait confusion. P. Fellgett a comparé les mérites des explorations ( $-n\lambda$  à  $+n\lambda$ ) et (0 à  $n\lambda$ ) et non pas, comme

P. Jacquinot l'a pensé, ( $-n\lambda$  à  $+n\lambda$ ) et (0 à  $2n\lambda$ ). Il n'y a pas contradiction, puisque la résolution et l'angle solide restent les mêmes dans le cas envisagé par P. Fellgett, et différents dans le cas envisagé par P. Jacquinot (1).

*P. Fellgett.* — L'équivalence ( $-x, +x$ ) et (0,  $x$ ) vient de ce que la fonction enregistrée est réelle (sans composante imaginaire), ce qui donne une relation d'identité entre les composantes de la transformée de Fourier, pour les fréquences négatives et positives.

*J. Ring.* — La première méthode (par modulation codée d'un spectre dispersé) semble avantageuse, puisque elle permet d'éliminer les parties sans intérêt du spectre, et le bruit qu'elles apportent.

*P. Fellgett.* — C'est effectivement un inconvénient de la deuxième méthode de ne pas effectuer ce filtrage préalable.

(1) Note ajoutée par P. Connes et P. Jacquinot après le Colloque :

Nous sommes pleinement d'accord avec les conclusions de P. Fellgett sur l'équivalence du point de vue de la résolution et de l'angle solide entre une exploration faite de  $-x$  à  $+x$  ou de 0 à  $x$  dans le cas où la transformation de Fourier de l'interférogramme utilise le fait que la phase du signal est connue *a priori* au moment du passage par la d. d. m. 0 (ce qui est le cas de l'analyse par calcul numérique pratiquée par P. Fellgett et H. A. Gebbie, ou du calculateur analogique de Strong et Vanasse). Mais si le spectre est analysé par un simple circuit sélectif (ce qui n'est pas la meilleure méthode), cette information est perdue ; la résolution ne dépend alors que de la variation maximum de la d. d. m. et il est avantageux de la faire symétriquement par rapport au zéro.