

CHAPITRE III

DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET MESURES

Dans ce chapitre nous présentons la mise en oeuvre expérimentale des deux techniques développées dans le chapitre précédent : photoacoustique, utilisant une cellule et effet mirage. Le coefficient d'absorption β d'une fibre optique a été mesuré pour la longueur d'onde 514,5 nm par les deux méthodes. Enfin, une mesure de la diffusivité thermique χ_f a été réalisée par effet photoacoustique.

III-1 Expérience utilisant une cellule photoacoustique

III-1-1 - Dispositif expérimental

Un schéma de principe du dispositif expérimental est donné sur la figure III-1 ; ses différents éléments sont précisés dans la suite de ce paragraphe.

III-1-1-1 - La source de lumière

Dans le domaine visible, la contribution de la diffusion Rayleigh aux pertes est importante ; elle varie comme λ^{-4} . Nous avons donc choisi la longueur d'onde $\lambda = 514,5$ nm pour tester la méthode et plus particulièrement pour étudier l'influence de la lumière diffusée sur le signal photoacoustique. De plus, le couplage de la lumière dans la fibre nécessitant une source intense, nous avons utilisé un laser à argon ionisé. Cette source permet d'utiliser des flux importants nécessaires pour la mesure de la diffusivité χ_f . En effet, nous avons montré au chapitre II que de hautes fréquences de modulation doivent être atteintes : de 400 Hz à 1 kHz.

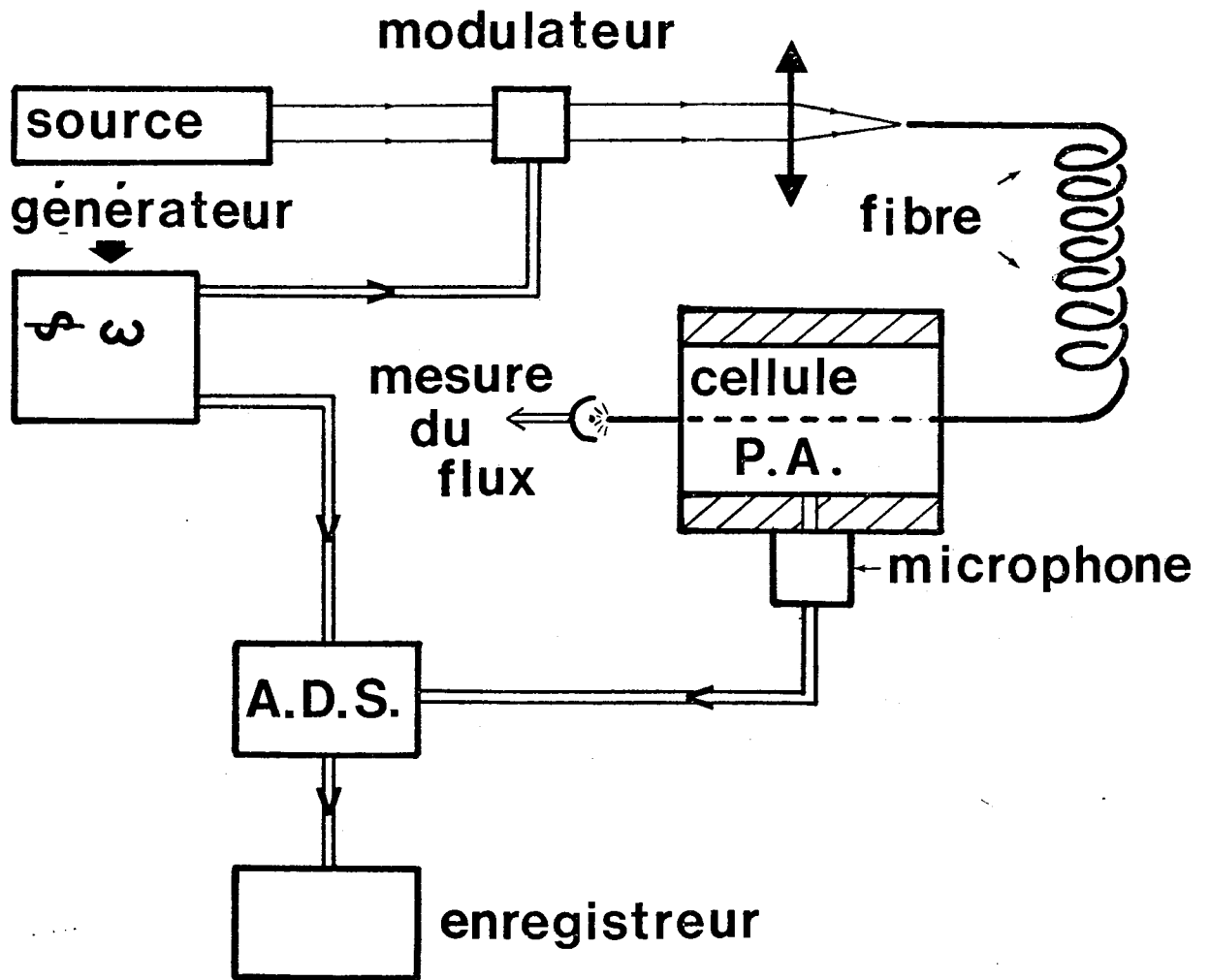
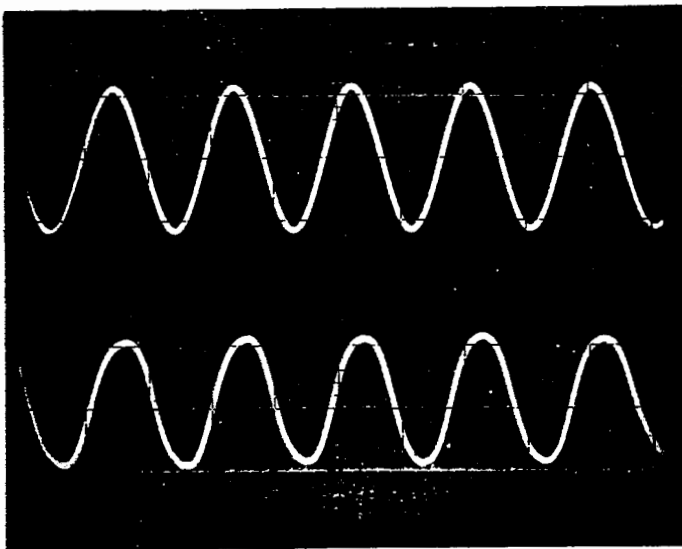


Figure III-1 : Schéma du dispositif expérimental

Or quand la fréquence augmente, l'amplitude du signal diminue et en conséquence, des flux importants doivent être injectés dans la fibre pour obtenir un signal détectable (ϕ_0 de l'ordre de 1 W). Notons que l'utilisation d'une source accordable permettrait de se placer sur un pic d'absorption et ainsi d'augmenter le signal de pression.

III-1-1-2- Le modulateur

La modulation de la lumière en amplitude est assurée par un modulateur acoustooptique qui présente l'avantage, par rapport à un modulateur mécanique, de ne créer aucun bruit à la



**signal de
modulation**

**flux
modulé (ordre 1)**

Figure III- 2

fréquence de modulation et cohérent avec le signal photoacoustique. Son régime de fonctionnement est celui de Bragg. Dans ce cas, le réseau de diffraction engendré par l'onde ultrasonore dans le cristal du modulateur se comporte comme un réseau de phase épais. Le réglage de l'angle de Bragg est effectué en observant les ordres de diffraction et en cherchant à obtenir uniquement les ordres 0 et 1 ou 0 et -1 (deux positions symétriques). L'optimisation du taux de modulation s'obtient en observant le signal délivré par une photodiode sur l'écran d'un oscilloscope (figure III-2). Les taux de modulation ainsi obtenus sont de l'ordre de 90 % à 100 %.

III-1-1-3 - La fibre optique

Les mesures ont été effectuées sur une fibre multimodes (pour $\lambda = 514,5 \text{ nm}$) ; environ 10 m de fibres ont été utilisés. Les caractéristiques de cette fibre sont les suivantes :

- . diamètre du coeur 65 μm
- . diamètre de la fibre 125 μm
- . ouverture numérique : 0,2
- . atténuation donnée par le constructeur pour la longueur d'onde utilisée : 20 dB/km (environ $5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$)

Pour augmenter la résistance mécanique des fibres, celles-ci sont revêtues de gaines synthétiques. Elles n'ont que peu d'importance pour la mesure du coefficient d'absorption β . En effet, opérant dans ce cas à basse fréquence, la répartition de température est uniforme à l'intérieur de la fibre et la relation d'étalonnage (II-35) n'est pas modifiée. Par contre, pour la mesure de la diffusivité thermique χ_f , il faut décaper soigneusement la gaine mécanique (résine époxy, silicones...) ; celle-ci aurait pour effet, par son inertie thermique, de créer un déphasage supplémentaire dépendant de la fréquence, entre le signal photoacoustique et le signal de modulation ce qui entraînerait pour la diffusivité une valeur erronée.

Cette précaution étant prise, la lumière est couplée dans la fibre à l'aide d'un objectif de microscope d'ouverture numérique adaptée.

III-1-1-4 - La cellule photoacoustique (figure III-3 et III-4)

Elle est constituée par un bloc de duralumin évidé intérieurement suivant un cylindre de rayon $R = 5 \text{ nm}$. Les

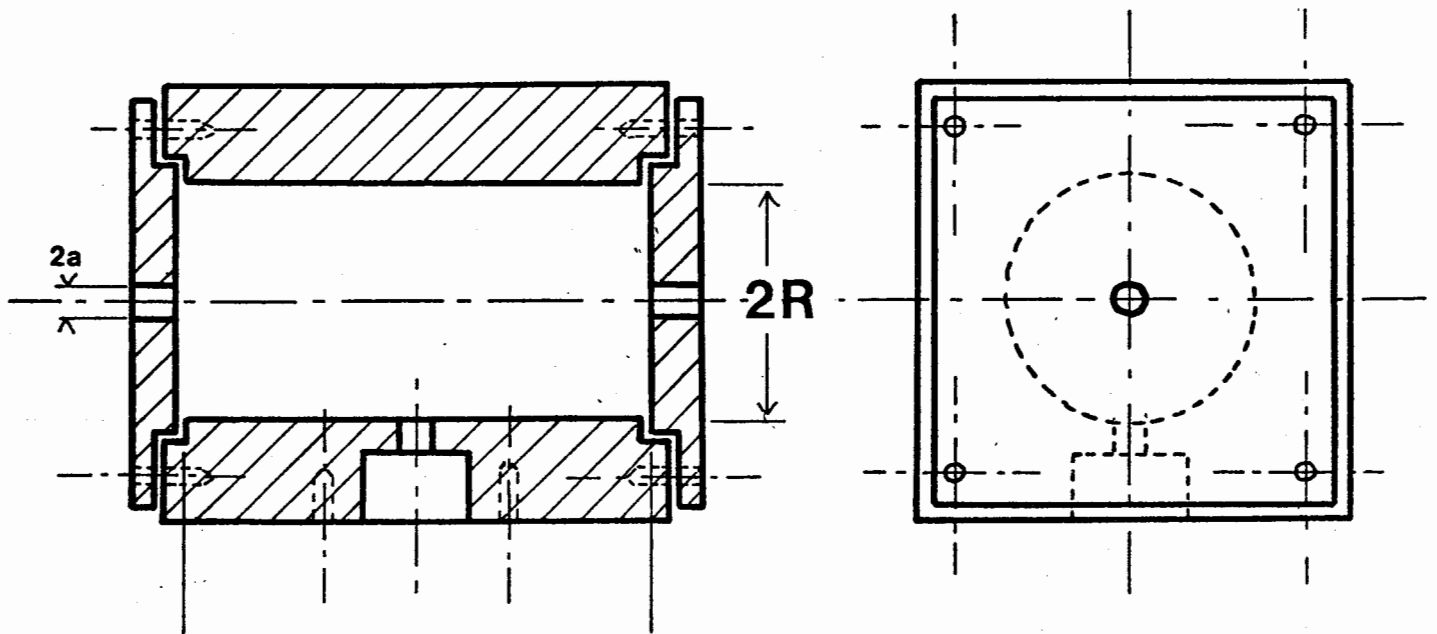


figure III.3

extrémités de la cavité sont fermées par des disques de duralumin munis de joints d'étanchéité et percés en leur centre d'un trou de $200 \mu\text{m}$ de diamètre. A ce niveau, l'étanchéité est assurée par de la colle ou mieux de la graisse à vide ; en séchant la colle risque de créer des contraintes axiales qui

entraînent un fléchissement de la fibre. La longueur de la cellule utilisée est 5 cm. Une cavité est prévue pour placer le microphone en communication avec la cavité cylindrique par un petit trou de diamètre 2 mm. Le couplage de ces deux cavités peut donner lieu à des résonances de Helmholtz (34) qui ont été effectivement observées.

III-1-1-5 - Détection du signal

Les variations de pression autour de la pression ambiante ($P_0 = 1 \text{ atm}$) sont détectées par un microphone capacitif Brüel et Kjaer type 4165 muni d'un préamplificateur type 2619. Sa sensibilité est de 50 mV/Pa. La tension délivrée est amplifiée et ensuite traitée par un amplificateur à démodulation synchrone (A.D.S.) à deux voies. Cette opération permet d'extraire le signal de fréquence γ cohérent avec la modulation, ou à la fréquence 2γ . Cette option est particulièrement utile pour les mesures sur le fil chauffant. L'A.D.S. peut fonctionner suivant deux modes différents : Dans le premier mode, une voie fournit la composante à la fréquence γ en phase avec la référence, l'autre voie la composante en quadrature ; dans le second mode, l'appareil délivre directement l'amplitude et le déphasage du signal par rapport à la référence de modulation. Cette seconde utilisation est bien adaptée à notre étude. Pour chaque voie de l'A.D.S., il existe une sortie analogique qui permet d'enregistrer le signal. Plusieurs enregistrements sont présentés dans la suite de ce chapitre.

Enfin, le flux couplé à l'intérieur de la fibre est détecté par une photodiode à l'extrémité de celle-ci. Une division du signal photoacoustique par le signal électrique correspondant au flux couplé permet de s'affranchir des fluctuations éventuelles de la puissance de la source.

III-1-2 Mesure du coefficient d'absorption β

III-1-2-1 Etude de l'amplitude du signal en fonction de la fréquence

Rappelons que pour la simplicité de la relation d'étalonnage (II-35), la mesure de β doit se faire à basse fréquence. Aussi, l'amplitude du signal n'a été étudiée que dans le domaine 1 Hz - 100 Hz, et ce afin de vérifier l'approche théorique développée au chapitre II. Les résultats sont présentés sur la figure (III-5) dans le cas de la fibre.

Il apparaît que l'amplitude du signal décroît effectivement en fonction de la fréquence de modulation comme $\nu^{-\alpha_0}$ dans le domaine 10 Hz - 100 Hz avec $\alpha_0 \simeq 1,7$. Ce comportement confirme les résultats théoriques du chapitre II (§ II). Cependant, une évaluation de α_0 par le calcul nécessite la connaissance de la diffusivité χ_f de la fibre ainsi que de son diamètre extérieur a . En prenant pour χ_f la valeur donnée par la mesure présentée plus loin, on obtient $\alpha_0 = 1,75$. Notons toutefois deux choses :

- la valeur de χ_f est entachée d'une incertitude de mesure qui peut entraîner des variations de α_0 calculé théoriquement de l'ordre de 0,05.
- d'autre part, la mesure de χ_f et l'enregistrement de la figure (III-5) n'ont pas été effectués au même endroit sur la fibre et par conséquent des variations de diamètre ou de diffusivité peuvent expliquer l'écart entre la valeur calculée et la valeur mesurée de α_0 .

Il faut encore remarquer sur la figure (III-5) que pour des fréquences inférieures à 10 Hz, les points expérimentaux ne

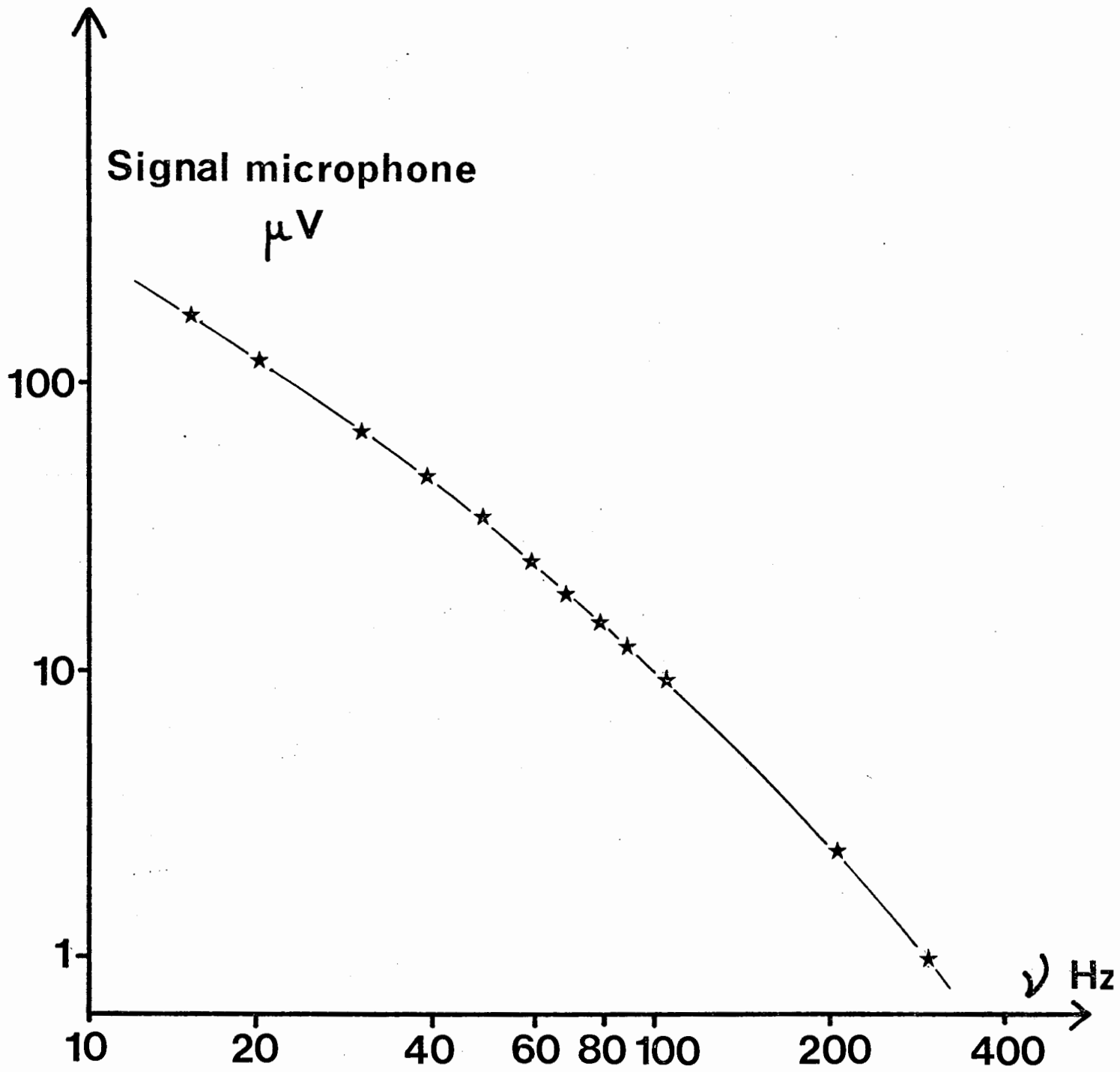


Figure III-5 : Variations de l'amplitude du signal avec la fréquence

sont plus sur la droite de pente α_0 . Cela traduit l'influence de la paroi de la cellule quand la longueur de diffusion thermique dans le gaz augmente ; la contribution de l'onde thermique réfléchie est alors non négligeable (§ II-3) ; à cela s'ajoute une diminution de la sensibilité du microphone à basse fréquence.

Une étude du signal produit par le fil chauffant a aussi été effectuée expérimentalement. Le fil utilisé ayant une résistance de 70Ω , tout générateur de fonctions est apte à délivrer une tension efficace nécessaire pour produire un courant de quelques milliampères qui produisent un signal de pression détectable à l'aide du microphone.

L'amplificateur à démodulation synchrone ne donne aucun signal à la fréquence γ du courant, seul un signal à la fréquence 2γ existe et les enregistrements des figures III-6 et III-8 montrent que l'amplitude du signal est proportionnelle au carré de l'intensité du courant I^2 . Enfin, le microphone a été placé à côté du fil chauffant mais à l'air libre en l'absence de cellule ; aucun signal cohérent n'a été détecté. Cette vérification écarte l'hypothèse d'une dissipation d'énergie par courants de Foucault dans la membrane et confirme que le signal délivré par le microphone est bien dû à des variations de pression dans la cellule.

Les variations de l'amplitude du signal en fonction de la fréquence, dans le cas du fil, sont données sur la figure (III-7). Le signal décroît comme $\omega^{-\alpha'}$ mais il apparaît une résonance à la fréquence acoustique 190 Hz (fréquence du courant 95 Hz). Une explication possible est que le fil résonne comme une corde vibrante. La fréquence observée correspond à une tension mécanique du fil de $0,04 \mathcal{N}$. Il est à noter que des effets semblables ("effet tambour") ont déjà été observés au cours d'expériences de photoacoustique (24). Une augmentation de la

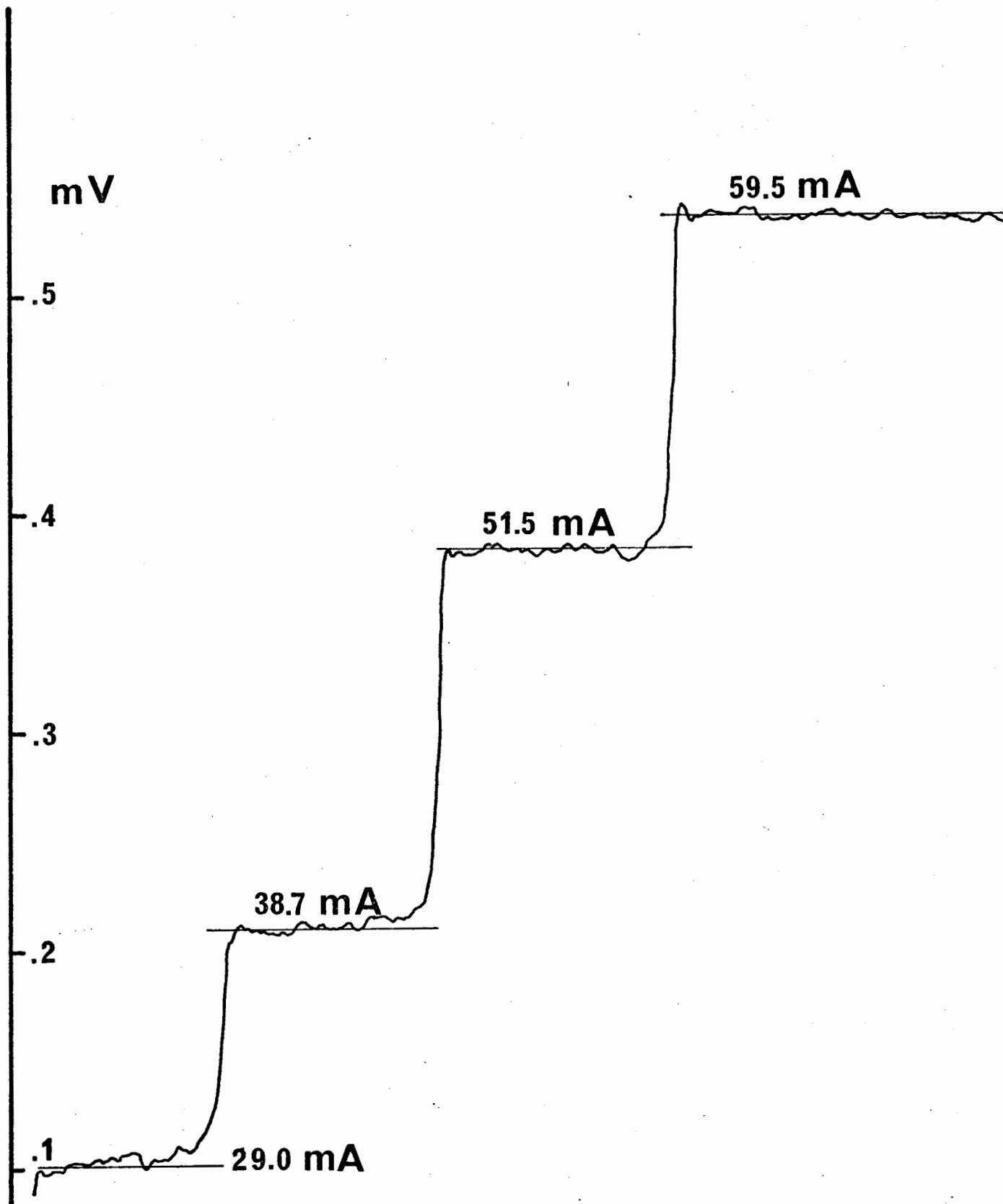


Figure III-6 : enregistrements de la tension microphonique dans le cas du fil.

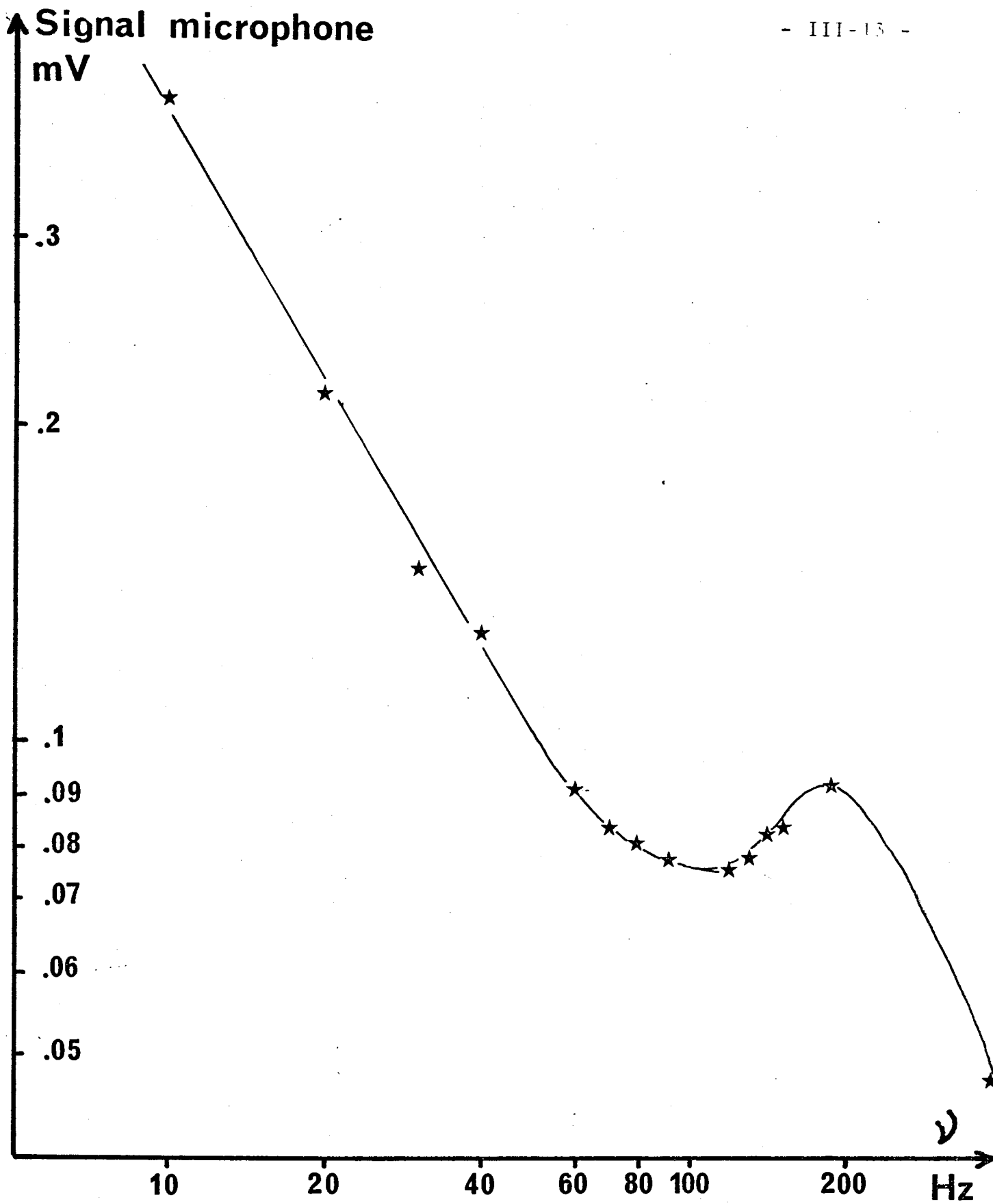


Figure III-7 : Variations de l'amplitude du signal en fonction de la fréquence (fil)

tension mécanique du fil permet, si besoin est, de repousser cette résonance vers les hautes fréquences.

III-1-2-2 Courbe d'étalonnage

Toutes les mesures ont été effectuées à la fréquence $\nu = 30$ Hz, fréquence qui respecte les conditions de validité de la relation d'étalonnage (II-35) $\beta\phi_0 \propto I^2$ (Essentiellement, la longueur de diffusion thermique dans le gaz doit être petite devant le rayon de la cellule et dans la fibre, grande devant son diamètre). Le courant qui parcourt le fil est donc à la fréquence $\nu/2 = 15$ Hz. Les signaux enregistrés sont donnés sur la figure (III-6) et la droite d'étalonnage donnant le signal microphonique en fonction de I^2 est représentée sur la figure (III-8). Sa pente est : $1,9 \cdot 10^5 \mu\text{V}/\text{A}^2$

III-1-2-3 Influence de la lumière diffusée

Expérimentalement, l'influence de la lumière diffusée intervient sous deux aspects. D'une part, cette lumière peut-être directement absorbée par la membrane du microphone et donner lieu à un signal cohérent avec le signal de modulation.

D'autre part, la cellule étant métallique, donc opaque dans le domaine spectral utilisé, la lumière diffusée peut-être absorbée par la paroi et par là-même engendrer une surpression modulée dans le gaz. Ces deux aspects ont été étudiés.

a) membrane du microphone

Cet effet a été étudié en envoyant directement de la lumière modulée sur la membrane du microphone. Il apparaît alors un signal à la même fréquence en sortie du microphone.

La géométrie de la cellule est telle qu'environ 0,1 % de la lumière diffusée peut atteindre directement le microphone.

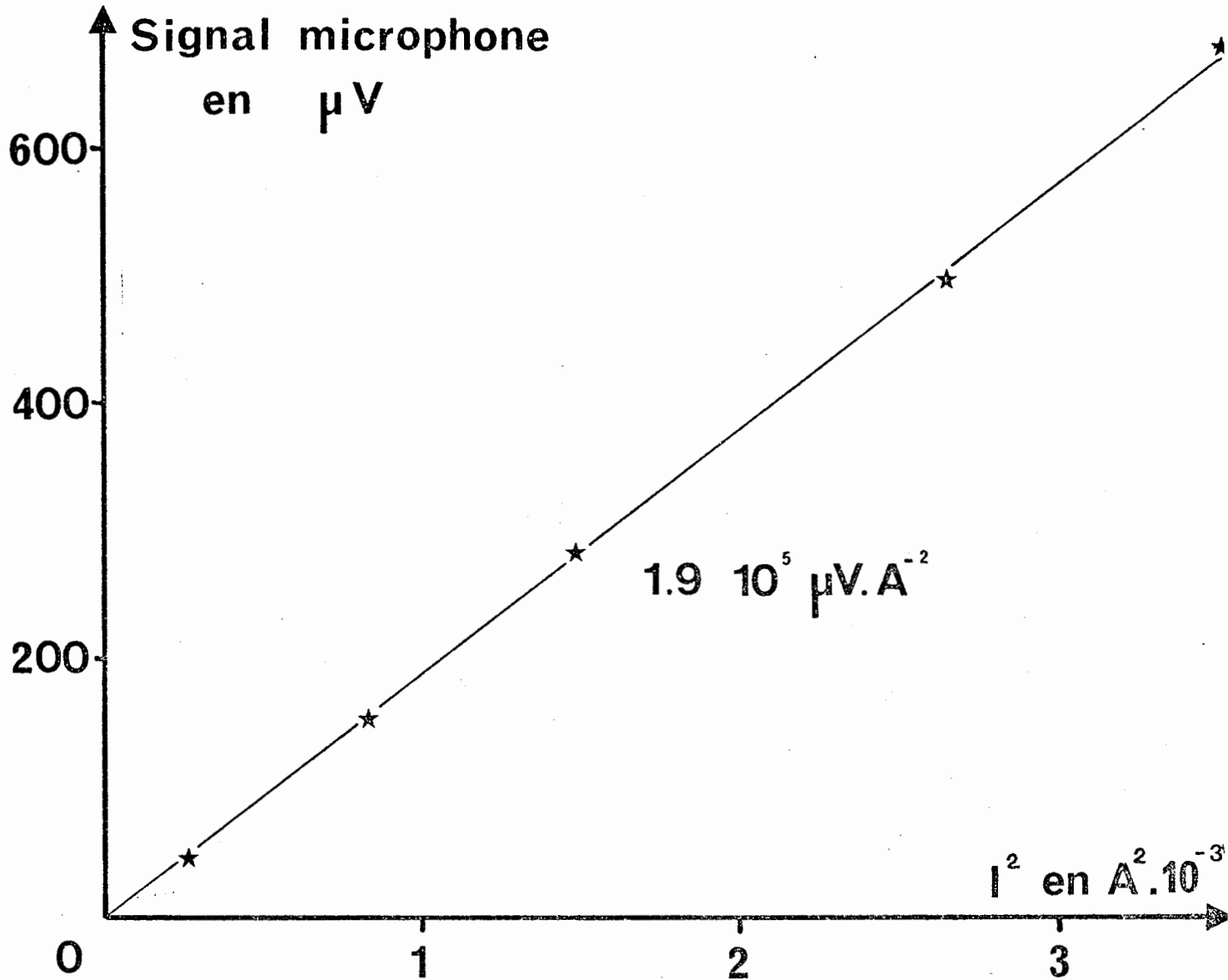


Figure III-8 : Proportionnalité du signal microphonique avec I²

Supposant alors, de façon excessive, que toutes les pertes de la fibre, soit 20 dB/km, sont dues à la diffusion, on obtient une contribution au signal photoacoustique de 0,02 nV pour 1 mW couplé dans la fibre. Lors des mesures de β , les tensions mesurées en sortie du microphone étant de l'ordre de 100 nV pour 1m W, l'influence de la lumière diffusée atteignant le microphone apparaît comme négligeable.

b - Paroi de la cellule

L'effet de la lumière diffusée sur la paroi a été étudié en faisant rayonner l'extrémité d'une fibre optique dans la cellule photoacoustique. Ainsi toute la lumière apportée à l'intérieur de la cellule y est absorbée. Il apparaît alors un signal cohérent qui donne une tension équivalente 1 nV pour un flux $\phi_0 = 1$ mW couplé dans la fibre ; en admettant encore que la totalité des pertes se fait par diffusion, l'influence de cet effet est donc d'environ 1 % sur les signaux enregistrés qui fournissent les résultats que nous donnons maintenant.

III-1-2-4 - Résultats de la mesure du coefficient d'absorption

La mesure du coefficient d'absorption β a été faite pour deux flux ϕ_0 différents ; les résultats obtenus sont les suivants pour une fréquence de modulation $\nu = 30$ Hz.

ϕ_0 mW	β 10^{-5}cm^{-1}	β dB/km
240	2,15	9,3
150	2,12	9,2

Rappelons que dans un premier temps la mesure porte sur $\beta \phi_0$ à la suite de l'étalonnage avec le fil chauffant. La relation (II-35) donne $\beta \phi_0$ en fonction de la valeur efficace

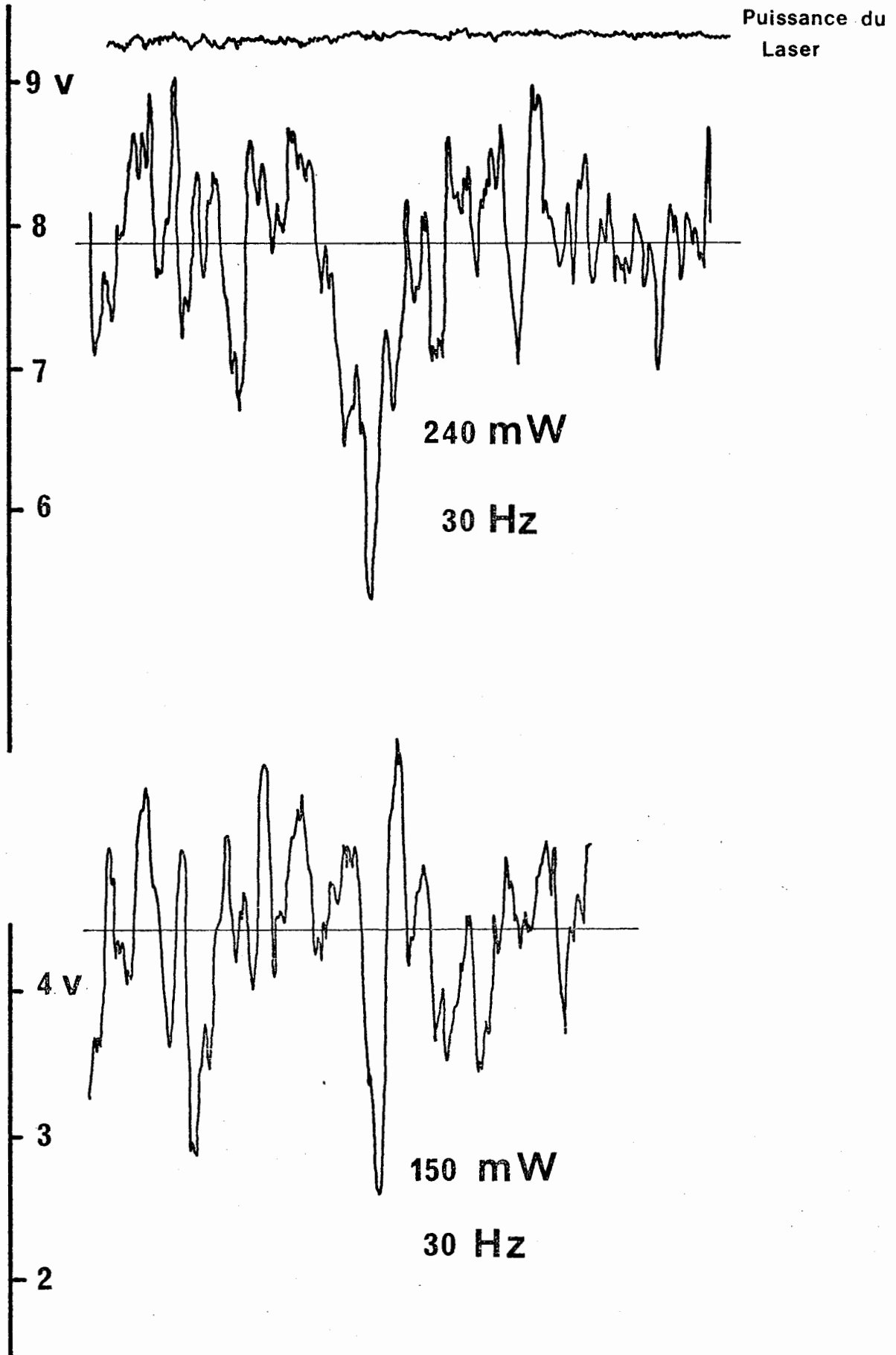


Figure III-9 : Enregistrement fibre

du courant I :

$$\beta\phi_0 = \frac{1}{\gamma_e} \frac{\rho_f C_f}{\rho_F C_F} \frac{a^2}{a_F^2} I^2$$

Le rayon de la fibre et le rayon du fil ont été mesurés au microscope : $a = 64,0 \pm 0,5 \mu\text{m}$ et $a_F = 86,5 \pm 0,5 \mu\text{m}$ avec des précisions relatives de 0,8 % et 0,6 %. La relation d'étalonnage fait aussi intervenir les capacités calorifiques par unité de volume pour la fibre et le fil dont les valeurs ont ici été prises dans la littérature ; leur précision est de 2 à 3 %. Des valeurs plus justes nécessiteraient des mesures calorimétriques. La conductivité γ_e du fil est mesurée en déterminant pour une longueur donnée, sa section et sa résistance : $\gamma_e = 2,0 \cdot 10^6 \pm 0,04 \cdot 10^6 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$.

On obtient alors numériquement :

$$\beta\phi_0 = 5,3 I^2$$

avec ϕ_0 en $\text{W} \cdot \text{m}^{-1}$ et I^2 en A^2 .

Enfin, la précision sur I^2 est déterminée par les fluctuations du signal microphonique qu'on peut observer sur les enregistrements de la figure (III-9). Les précisions obtenues sont alors données ci-dessous.

ϕ_0 mW	$\beta\phi_0$ mW.m ⁻¹
240	0.52 0.06
150	0.32 0;03

soit $\frac{\Delta(\beta\phi_0)}{\beta\phi_0} = 11 \%$

Il est donc clair que la mesure du coefficient β est lié à des mesures de flux. Celles-ci ont été effectuées avec une cellule dont la précision est d'environ 4 %.

On peut donc donner les résultats suivants pour la mesure de β .

$\beta = 9,3 \pm 1,5$ dB/km pour $\phi_0 = 240$ mW.
et

$\beta = 9,2 \pm 1,5$ dB/km pour $\phi_0 = 150$ mW.

L'influence de la lumière diffusée étant de l'ordre de 1 % et l'atténuation totale de la fibre étant 20 dB/km, on peut en conclure qu'environ la moitié des pertes est due à l'absorption pour cette fibre à 514,5 nm.

III-2-5 - Bruits et limitations

Au cours de toutes les mesures effectuées, le niveau sonore, quoique faible a été la principale source de bruit. Bien que l'utilisation d'un modulateur acousto-optique ait permis d'éviter un bruit cohérent avec le signal photoacoustique, il reste les bruits aléatoires d'un bâtiment que seule une isolation acoustique, délicate aux basses fréquences permettrait de réduire.

A celà, il faut ajouter les bruits électriques des différents éléments de la chaîne de détection :

- l'ensemble microphone - préamplificateur
- l'amplificateur à bande passante ajustable
- l'amplificateur à démodulation synchrone (A.D.S.)

Les mesures ont été effectuées à 30 Hz. A cette fréquence le microphone et son préamplificateur ont une tension de bruit de 7 μ V. L'utilisation des figures de bruit pour les deux autres éléments, amplificateur et A.D.S. donne respectivement des bruits électriques de 4,4 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ et 8,4 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$. La bande

passante $\Delta\nu$ étant déterminée par la constante de temps T utilisée sur l'A.D.S. (typiquement $T = 3s$ soit $\Delta\nu = 1/4T = 8.3 \cdot 10^{-2}$ Hz) on obtient respectivement 1.3 nV et 2.4 nV. Le bruit électrique est donc imposé par le microphone et son préamplificateur. Dans notre cas le rapport des largeurs spectrales du bruit et de l'A.D.S. est tel que le rapport signal à bruit est augmenté de 57 dB. Le seuil de détection imposé par le bruit électrique est donc 10 nV soit, en terme de produit $\beta\phi_0$ 1dB/km.mW. Le seuil de détection est en fait limité par le bruit acoustique et sa mesure a donné 10 dB/km.mW.

Il existe enfin un bruit ultime inhérent à l'utilisation d'un microphone. Les chocs aléatoires des molécules de gaz, le mouvement Brownien, induisent des fluctuations de pression sur la membrane du détecteur. Cette source de bruit a été analysée (35) mais elle reste faible devant les variations de pression enregistrées lors des mesures.

III-1-3 - Mesure de la diffusivité thermique (38)

Comme nous l'avons précisé au chapitre II, cette mesure concerne l'étude du déphasage du signal photoacoustique par rapport à la modulation en fonction de la fréquence, dans un domaine où la longueur de diffusion thermique est inférieure à l'épaisseur de la gaine optique. Pratiquement, les mesures sont réalisées pour $\nu > 400$ Hz. Ce principe étant posé, il faut éliminer ou corriger tout déphasage dépendant de ν et n'étant pas dû à l'inertie thermique de la gaine. Quoique les éléments du montage soient les mêmes que précédemment, ils seront utilisés avec une bande passante large pour éviter l'inconvénient précédent. Malgré cette précaution, l'amplificateur introduit des déphasages variables avec ν qui ont été enregistrés de façon à effectuer une correction lors de la mesure de χ . Enfin, la fibre doit être soigneusement dégagée de sa protection mécanique qui introduirait un déphasage au

même titre que la gaine optique.

Sur la figure III-10-a sont représentés les enregistrements de la phase et de l'amplitude du signal. L'étude de ces résultats en fonction de la fréquence montre la présence d'une résonance autour de 1,5 kHz (Fig. III-10-b). Une modification de la position du microphone dans son logement a montré un déplacement de cette fréquence de résonance. Celà tend à prouver qu'il s'agit d'un effet de résonnateur de Helmholtz dû au couplage entre la cellule et la cavité du microphone.

En utilisant la relation donnant la fréquence de résonance (34) :

$$2\pi\nu = \sqrt{\left(\frac{1}{V_1} + \frac{1}{V_2}\right) \frac{s}{L + \frac{1}{2}\sqrt{\pi s}}}$$

où V_1 et V_2 sont les volumes respectifs des cavités couplées, L et s sont respectivement la longueur et la section du tuyau de couplage, on trouve :

1560 Hz.

Ce qui confirme l'hypothèse formulée ci-dessus. En conséquence, le domaine d'étude pour mesurer α_f sera limité à 400 Hz - 1 kHz. La figure (III-10b) montre que le déphasage φ , dans ce domaine est une fonction linéaire de la racine carrée de la fréquence $\sqrt{\nu}$ comme le laissait prévoir l'approche théorique du chapitre II.

La pente de cette droite a été estimée par la méthode des moindres carrés, elle vaut

$$9,3 \quad \text{°} / \sqrt{\text{Hz}}$$

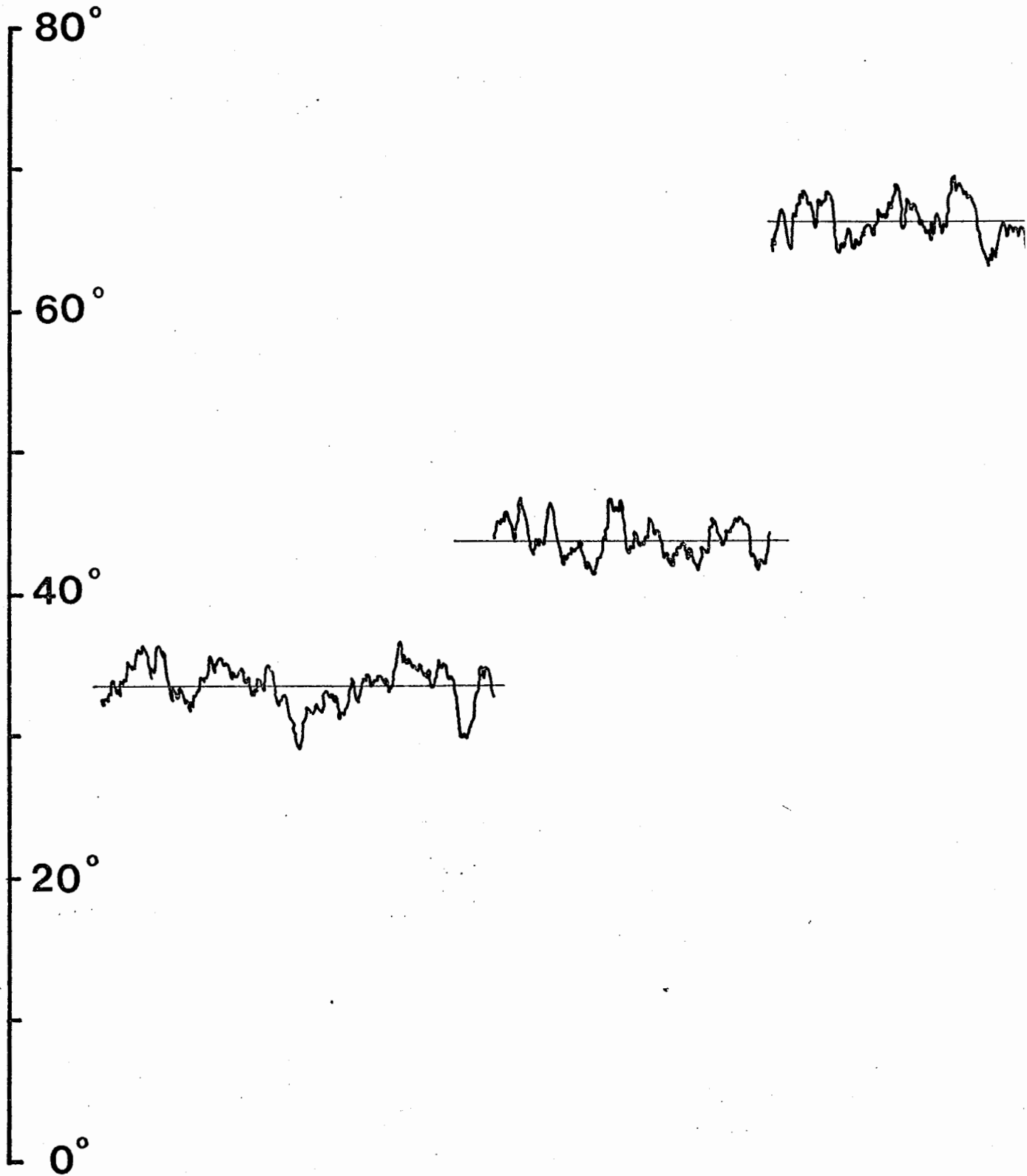
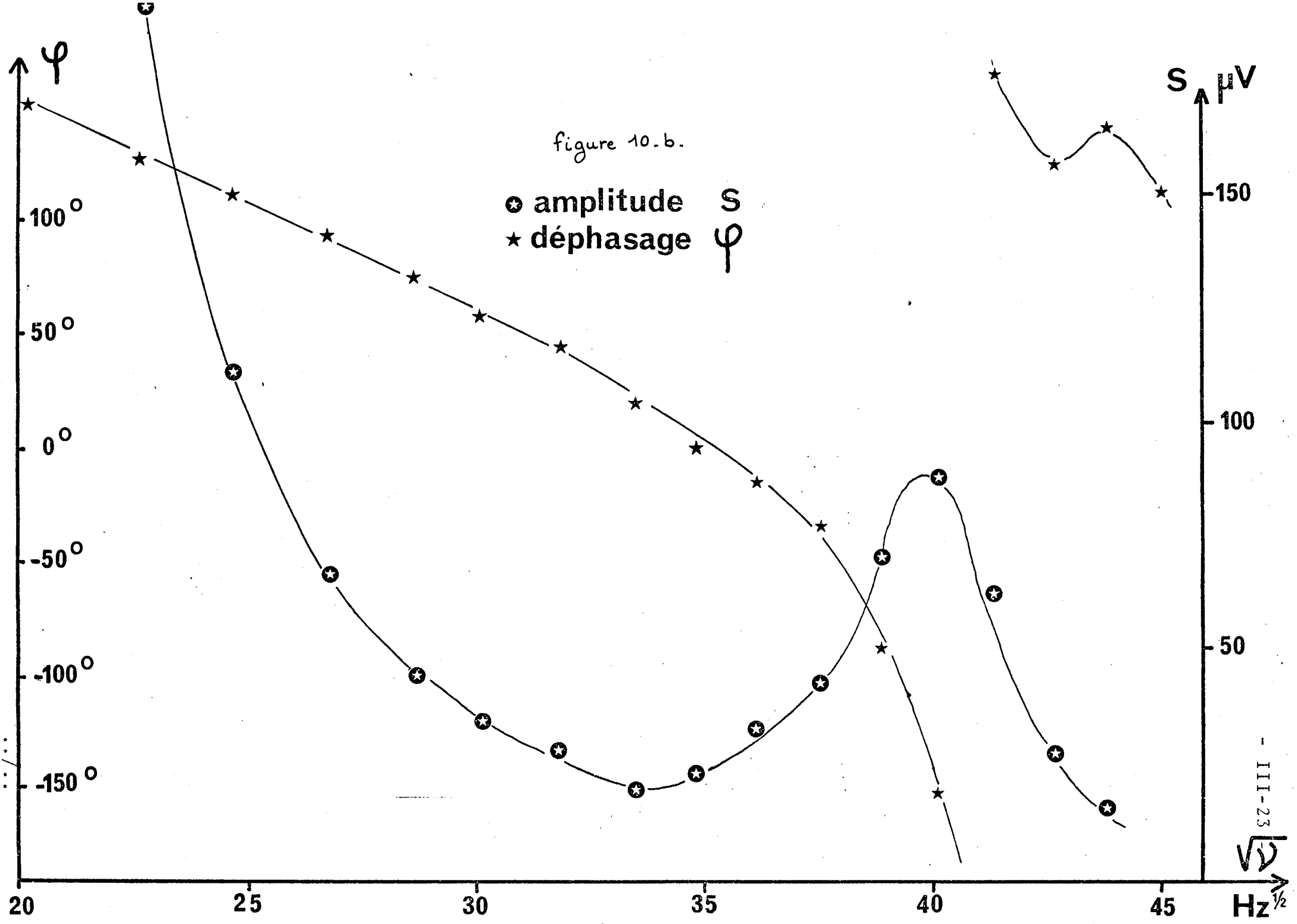


Figure III-10-a : enregistrement du déphasage .

figure 10.b.

⊙ amplitude S
★ déphasage φ



III-23
 $\sqrt{\nu}$

Les enregistrements montrent (figure III-10-a) que les déphasages ont un écart quadratique moyen de 3° ce qui permet d'estimer l'écart quadratique moyen sur la pente des moindres carrés (36) : $0,2^\circ / \sqrt{\text{Hz}}$.

La détermination de la diffusivité thermique α_f consiste en un ajustement numérique de la pente mesurée pour la droite $\varphi(\sqrt{\nu})$. Ce calcul nécessite la connaissance de l'épaisseur de la gaine optique de la fibre. Les rayons a et b ont été mesurés au microscope dont l'oculaire est muni d'un micromètre objectif :

$$a = 64 \mu\text{m} \pm 1 \mu\text{m} \quad \text{et} \quad b = 31,5 \mu\text{m} \pm 0,5 \mu\text{m}$$

En introduisant ces valeurs dans le calcul numérique et ayant vérifié la proportionnalité de la pente mesurée précédemment et de l'épaisseur de la gaine optique, la valeur obtenue pour la diffusivité thermique est

$$\alpha_f = 1,2 \cdot 10^{-7} \pm 0,06 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$$

Cette valeur expérimentale est inférieure à la diffusivité thermique de la silice pure ($8,3 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ à $5,2 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ suivant les auteurs). Cette différence peut-être attribuée essentiellement à deux faits : d'une part, la présence de dopants pour créer le gradient d'indice et, d'autre part, le fait que la fibre soit étirée à partir d'une préforme peut induire une anisotropie de la conductivité thermique donc de la diffusivité.

Notons que le modèle utilisé pour évaluer ce paramètre ne prend en compte qu'une seule valeur de α dans le coeur et dans la gaine optique. Il est donc inadapté à la mise en évidence de différences entre ces deux zones de la fibre. Cependant,

un calcul plus complet faisant intervenir deux valeurs différentes de x dans le coeur et la gaine est inutile ; la source de chaleur étant toujours dans le coeur, l'inertie thermique de la gaine intervient de façon prépondérante dans le déphasage. En conséquence, la valeur obtenue n'est que valeur moyenne de la diffusivité thermique radiale de la fibre.

Une telle mesure n'a pas été effectuée par effet mirage bien que le principe reste valable théoriquement. Comme nous l'avons remarqué dans le second chapitre, la mesure de la diffusivité thermique nécessite, suivant cette méthode l'utilisation de fréquences élevées, de sorte que la longueur de diffusion thermique soit inférieure à l'épaisseur de la gaine. Or, le pointeur de direction (25) utilisé ne peut fonctionner à haute fréquence en raison de la présence d'un asservissement mécanique. L'étude de la phase φ du signal à l'aide d'un détecteur, telle qu'une photodiode à quadrans, ayant une bande passante plus élevée permettrait néanmoins une telle mesure.

III-2 Expérience utilisant l'effet mirage

III-2-1 - Schéma du dispositif

Le schéma du dispositif expérimental est rappelé sur la figure III-11.

La fibre est tendue entre deux points distants de 75 cm. Le faisceau sonde, en l'absence de gradient d'indice est

.../...

placé parallèlement à la fibre à la distance $r_0 = 2$ mm.

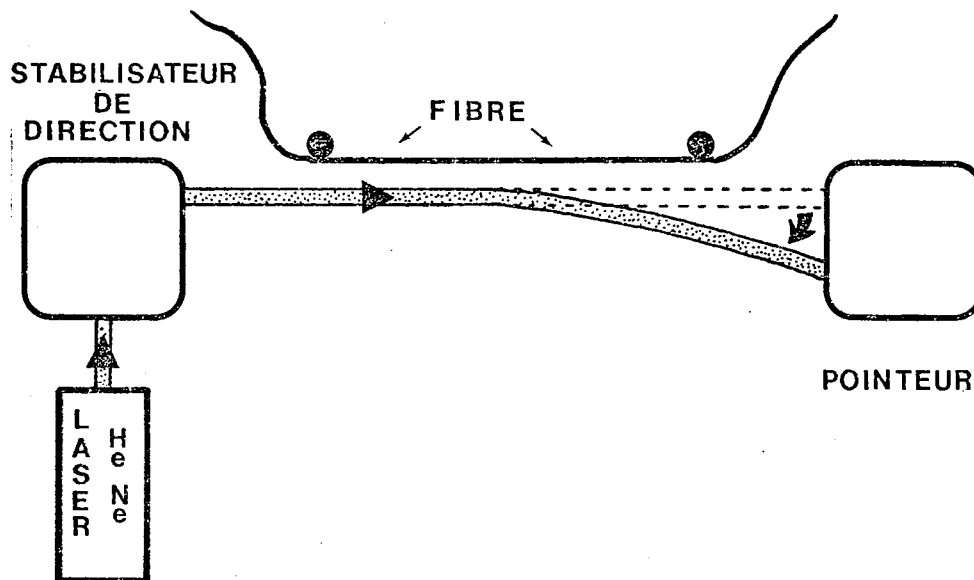


figure III - 11.

III-2-2 - Le pointeur de direction

Les angles de déviation sont mesurés à l'aide d'un pointeur optique de grande précision ($0,01''$) mis au point au laboratoire (25). Le principe de cet appareil est basé sur la forte dépendance du coefficient en intensité de réflexion d'un dioptre plan en fonction de l'angle d'incidence au voisinage de l'angle limite i_l (figure III-12).

Dans la pratique le dioptre est la base d'un prisme P (figure III-13). Le faisceau à étudier arrive, en l'absence de toute perturbation sous une incidence i_0 sur le dioptre donnant ainsi naissance à un faisceau transmis et un faisceau réfléchi.

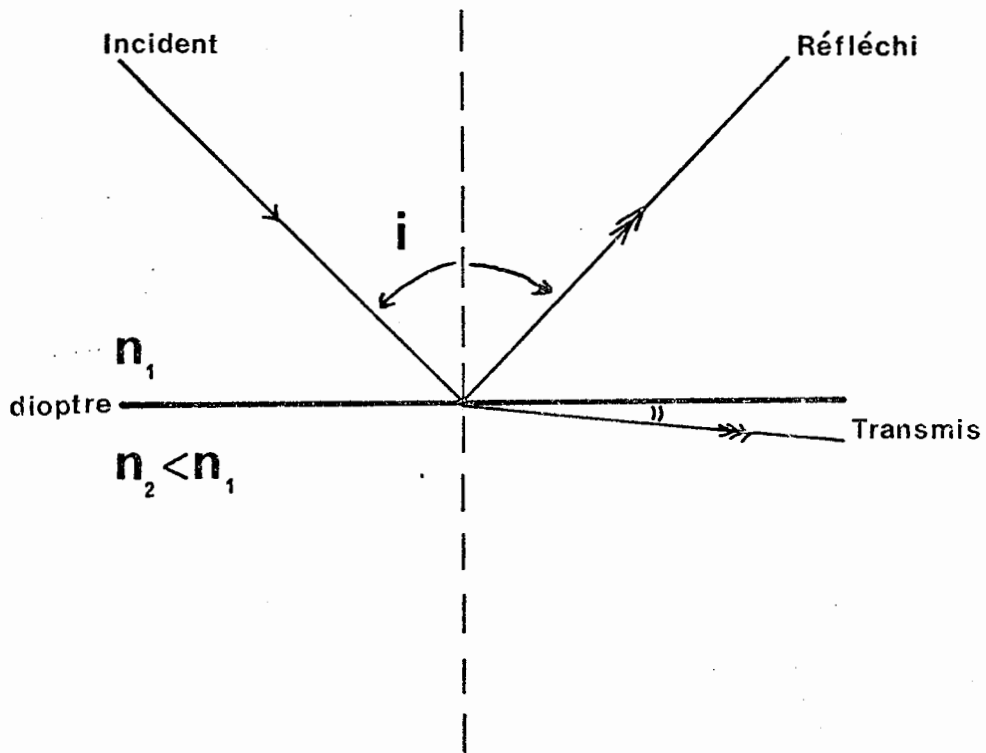
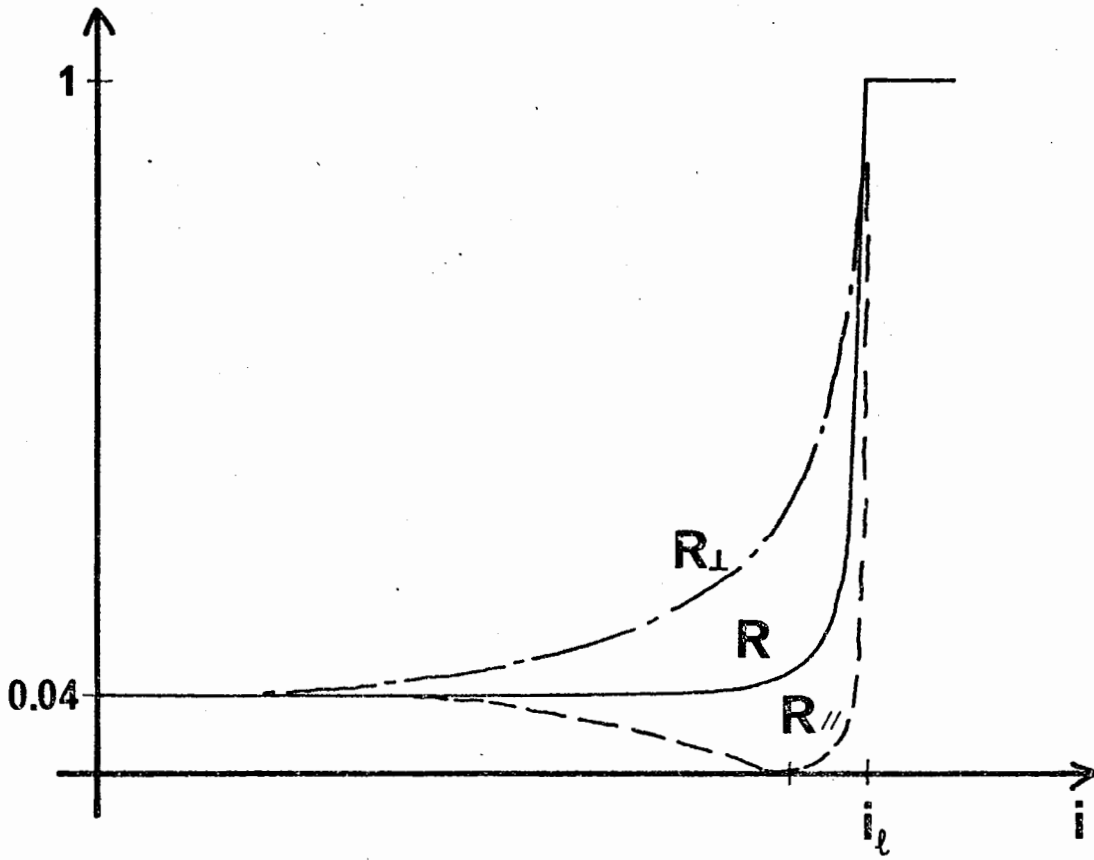


Figure III-12 : Coefficients de réflexion sur un dioptre plan.

Ceux-ci sont modulés en amplitude à la même fréquence f , en opposition de phase et reçus par le même détecteur photoélectrique. Le signal électrique obtenu est de fréquence f et son

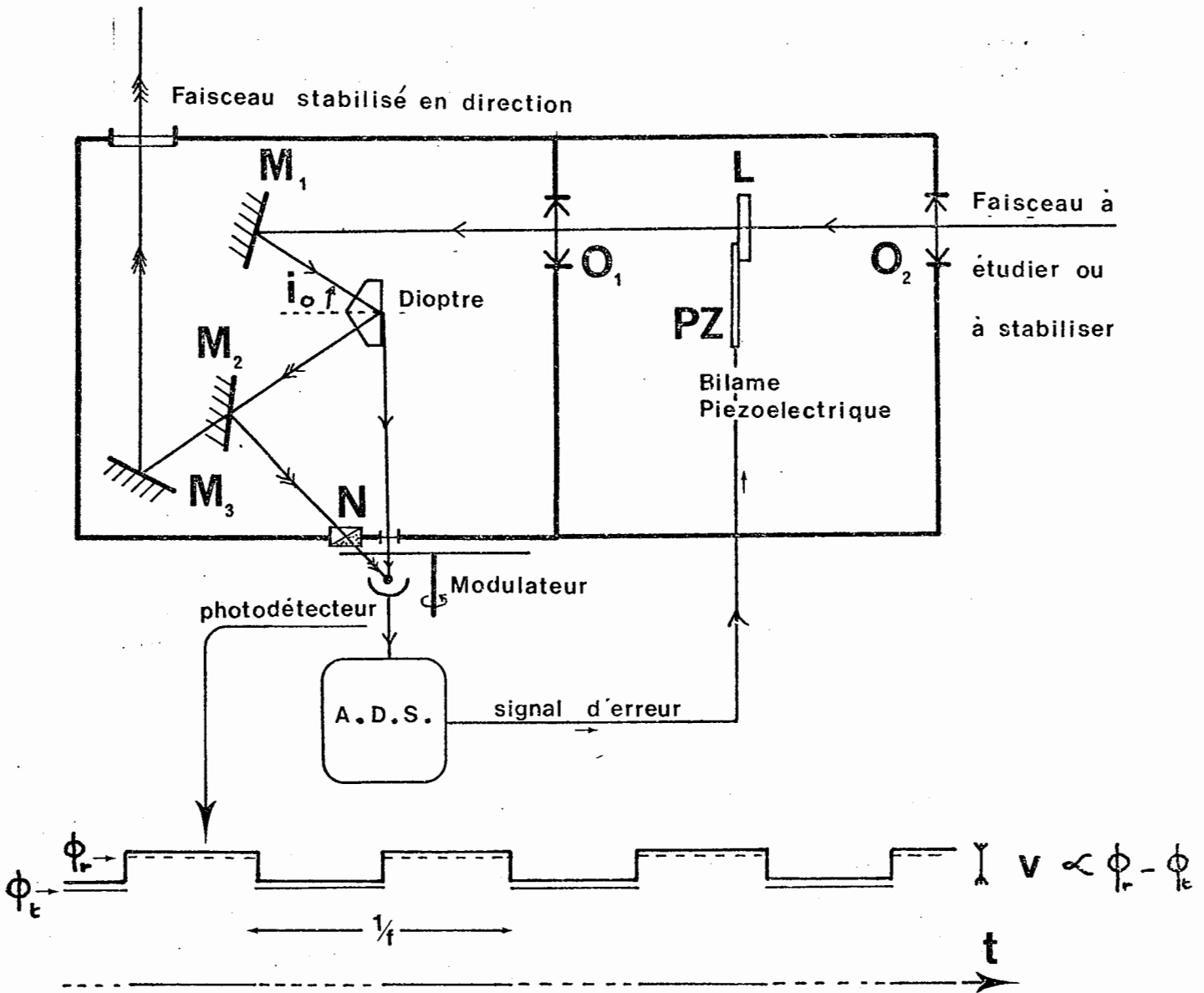
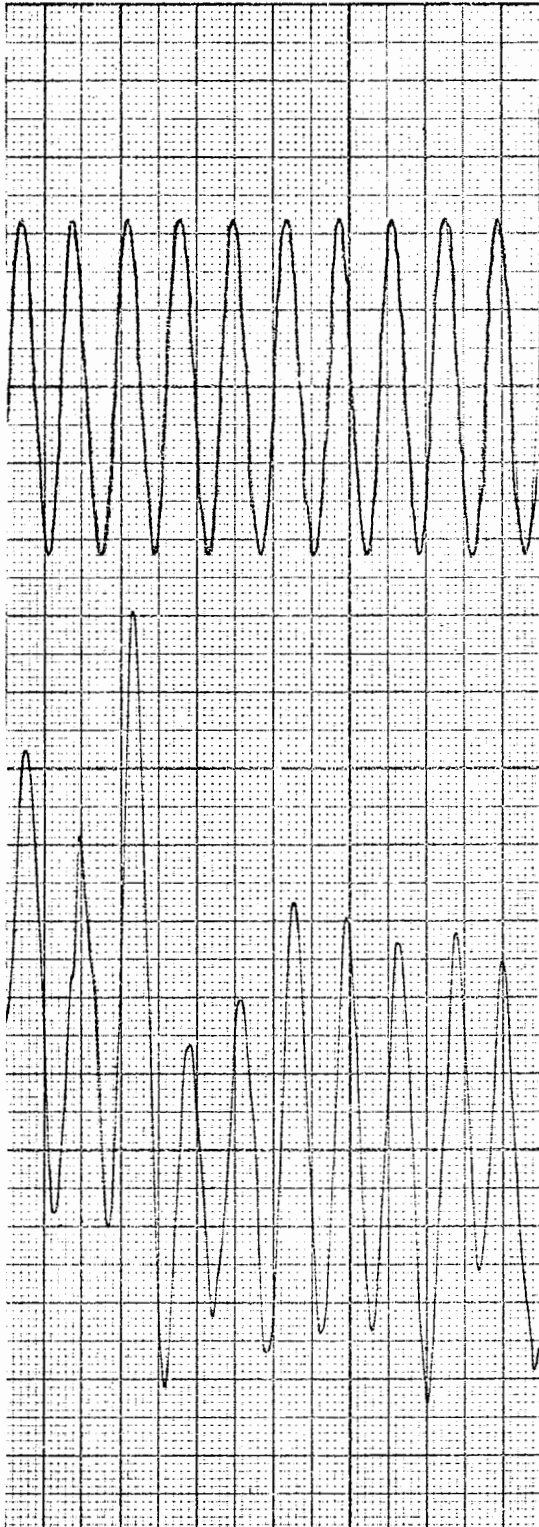


figure III-13.



**signal de modulation
de la lumière**

**pointeur :
tension appliquée
au bilame PZ**

Figure III-14 : Tension aux bornes
de la lame piézoélectrique.

amplitude est proportionnelle à la différence des flux transmis et réfléchis ϕ_t et ϕ_r (modulation en opposition de phase) ; sa détection est faite à l'aide d'un amplificateur à démodulation synchrone (A.D.S.). Un coin photométrique permet d'équilibrer le flux transmis et le flux réfléchi ; on peut annuler ainsi la tension $V(i_0)$ détectée par l'A.D.S. pour l'incidence i_0 . Cette opération définit un point de fonctionnement de l'appareil. Dès lors, toute variation de l'angle d'incidence i autour de i_0 , se traduisant par une modification de $\phi_r - \phi_t$, donnera lieu à une tension V en sortie de l'A.D.S., proportionnelle à Δi dans le domaine d'utilisation de l'appareil (la dynamique est limitée car la sensibilité $V/\Delta i$ dépend du point de fonctionnement i_0). On peut directement mesurer Δi de cette façon (après étalonnage) mais il est préférable de travailler à incidence fixe. Ceci est réalisé en se servant de la tension V comme signal d'erreur pour faire tourner le faisceau arrivant sur le dioptre, l'asservissant ainsi à l'angle i_0 . Pour cela, la tension continue V , amplifiée est appliquée à un bilame piézoélectrique PZ qui fait tourner une lame L à faces planes et parallèles placée au foyer de la première lentille O_1 d'un doublet afocal O_1O_2 (37). La mesure de l'angle de rotation du faisceau d'entrée se déduit après étalonnage du système, de celle de la tension appliquée au bilame piezo électrique. Cet étalonnage se fait en imposant une tension au bilame dont la rotation est alors mesurée à la lunette autocollimatrice.

Un tel montage possède un double avantage : d'une part la mesure de la rotation du faisceau incident mais de plus, si le miroir M_2 (figure III-14) est remplacé par une lame semi transparente, on dispose à la sortie de l'appareil un faisceau stabilisé en direction.

En fait, dans notre montage nous avons utilisé deux appareils. L'un en tant que stabilisateur, diminuant ainsi le

bruit dû aux fluctuations en direction du faisceau laser He-Ne et l'autre pour mesurer la déviation provoquée par le gradient d'indice induit par l'échauffement de la fibre.

III-2-3 Mesures

La fibre est ici encore parcourue par un flux de lumière modulée en amplitude. La fréquence ν (2 ou 3 Hz) reste faible en raison de la présence du bilame piezo-électrique. Dans ce cas le signal d'erreur appliqué au bilame est lui aussi modulé à 2 ou 3 Hz et détecté par démodulation synchrone. L'amplitude de cette tension est enregistrée (figure III-15). L'étalonnage du pointeur ayant fourni 0,3" / Volts c-c, les résultats obtenus sont les suivants pour deux fréquences différentes :

fréquence de modulation	déviation
2 Hz	0,28" \pm 0,004"
3 Hz	0,19" \pm 0,004"

L'amplitude du flux modulée dans la fibre est 380 mW pour les deux enregistrements ce qui montre que le signal diminue avec la fréquence de modulation. L'étalonnage du système se fait de la même façon que dans la méthode photoacoustique en substituant à la fibre un fil résistif parcouru par un courant alternatif de fréquence $\nu/2$, ce qui donne pour le coefficient d'absorption β :

	β cm ⁻¹ 10 ⁻⁵	β dB/km
2 Hz	2,1 0,2 cm ⁻¹	9,0 1dB/km
3 Hz	2,3 0,2 cm ⁻¹	9,7 1dB/km

Notons tout d'abord, que les deux méthodes photoacoustique et photodéviation présentent un bon accord qui confirme la

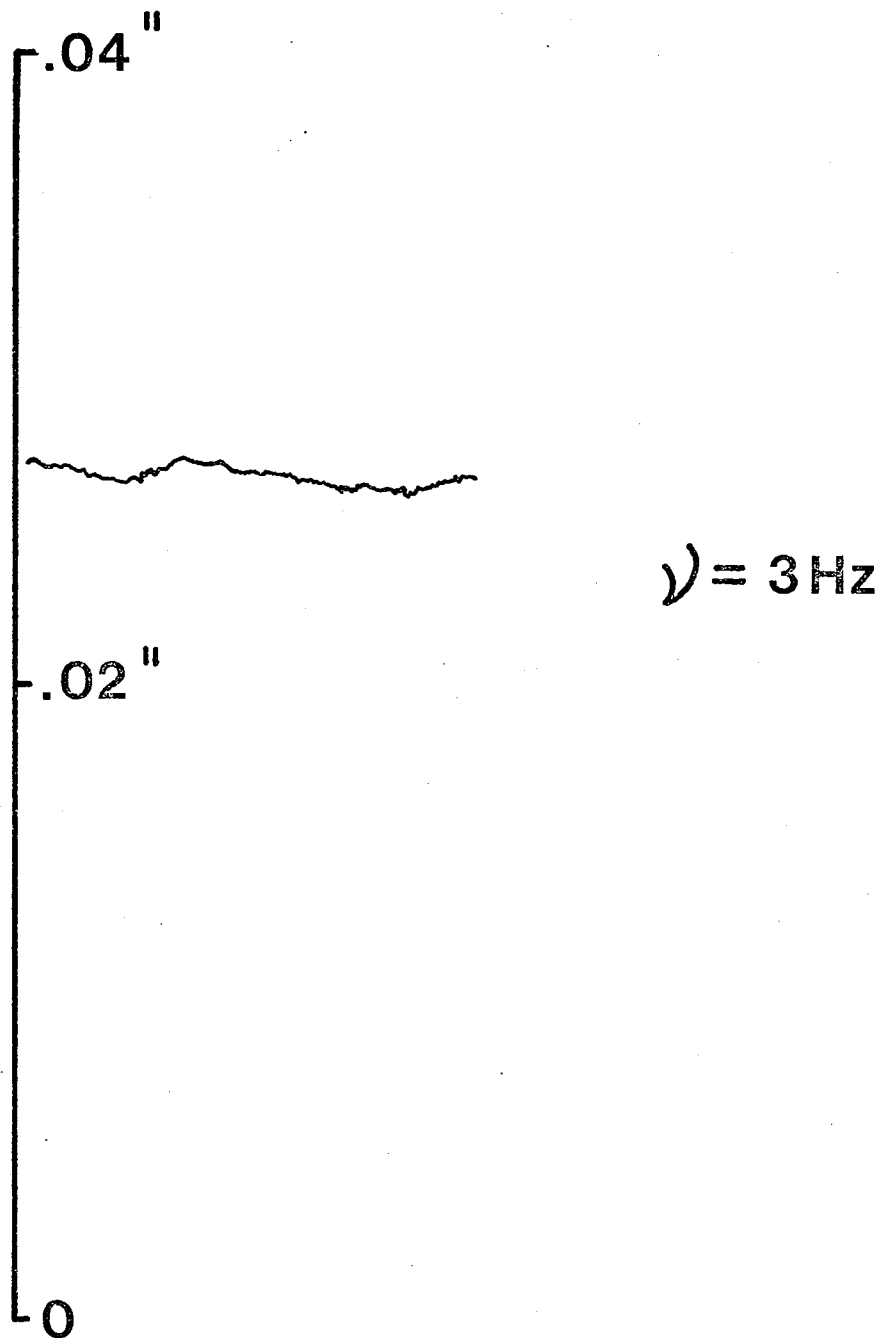


Figure III-15 : enregistrements de la déviation
après démodulation synchrone

faible influence de la lumière diffusée dans le cas de l'utilisation d'une cellule photoacoustique.

Les incertitudes de mesure indiquées correspondent aux fluctuations mises en évidence sur les enregistrements (fig. III-14). Parmi les sources de bruit, on peut compter les fluctuations du faisceau laser en direction, et intensité.

L'utilisation du stabilisateur permet de réduire fortement l'influence des variations de directions dues au laser lui-même. Il reste néanmoins et de façon prépondérante les turbulences atmosphériques de la pièce dont le spectre, est contenu entre 0 et 200 Hz environ. Il est donc comparable à celui du bruit acoustique ambiant. L'utilisation du pointeur en mode asservi permet d'affaiblir efficacement le bruit dû aux fluctuations d'intensité.

Par conséquent, interviennent principalement sur les enregistrements les fluctuations atmosphériques et pour une moindre part les bruits électriques de la chaîne de détection.

En conclusion, rappelons que les difficultés liées à la définition de la déviation d'un faisceau laser dans un gradient d'indice peuvent être contournées ici par l'étalonnage. Notons cependant, que celui-ci doit être placé à la même distance du faisceau sonde que la fibre ce qui rend l'opération plus délicate que dans l'expérience utilisant la cellule. L'étude de l'absorption de guide optique plan peut-être menée à bien par cette méthode, la géométrie du dispositif (unidimensionnelle en première approximation) étant alors mieux adaptée que la symétrie cylindrique.