

CHAPITRE II

APPROCHE THEORIQUE

Ce chapitre est consacré à l'élaboration d'un modèle théorique permettant d'évaluer le signal en amplitude et en phase, engendré par l'absorption de lumière modulée dans une fibre, dans le cadre des deux méthodes proposées au chapitre I : utilisation d'une cellule photoacoustique et photodéviation d'un faisceau sonde par "effet mirage".

II-1 - Modélisation du dispositif

II-1-1 - Densité de chaleur produite par absorption de lumière.

Après quelques dizaines de centimètres parcourus, la lumière est presque totalement guidée dans le coeur de la fibre. Pour une fibre monomode, la répartition d'énergie électromagnétique y est parfaitement connue, mais il n'en est plus de même pour une fibre multimode.

Dans tous les cas, le coeur d'une fibre optique ayant un faible diamètre, de l'ordre de 60 μm si elle est multimode, la diffusion de la chaleur (pour des fréquences peu élevées, voisines de quelques centaines de hertz) suffira à rendre la répartition de température quasi uniforme à l'intérieur de la fibre. Cette propriété, qui sera démontrée dans un prochain paragraphe autorise à considérer la répartition de la source de chaleur due à l'absorption comme uniforme dans le coeur de la fibre.

Ce point posé, il reste à relier l'intensité de la source de chaleur au coefficient d'absorption de la fibre.

Considérons de la lumière monochromatique de longueur d'onde λ modulée sinusoidalement à la fréquence angulaire ω se propageant dans la fibre ; ω est relié à la fréquence ν par $\omega = 2\pi\nu$.. L'ensemble des causes de pertes dans le guide optique peuvent être représentées par le coefficient d'atténuation en puissance par unité de longueur $\beta_T(\lambda)$ qui est somme des différents coefficients liés à chaque type de pertes (absorption, diffusion...). $\beta(\lambda)$ désignera le coefficient d'absorption par unité de longueur. En appelant ϕ_0 le flux lumineux à l'entrée de la cellule ou de la zone d'interaction de la fibre et du faisceau sonde, la perte de puissance sous forme de chaleur dans un élément de longueur dz à l'abscisse z vaut alors :

$$d\phi = \beta(\lambda) \phi_0 \left(\frac{1 + \cos \omega t}{2} \right) \exp(-\beta_T(\lambda)z) dz$$

Comme il est d'usage dans l'étude des régimes harmoniques nous utiliserons la notation complexe avec une dépendance temporelle $\exp i\omega t$ qui conduit immédiatement à :

$$d\phi = \beta(\lambda) \phi_0 \left(\frac{1 + \exp i\omega t}{2} \right) \exp(-\beta_T(\lambda)z) dz.$$

Par suite de la faible atténuation des fibres optiques ($\beta_T \approx 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ ce qui correspond à 4,3 dB/km) et des longueurs considérées (la cellule photoacoustique a quelques centimètres de long) le produit $\beta_T(\lambda) \cdot z$ est très petit devant l'unité et la puissance perdue sous forme de chaleur par unité de volume est :

$$W = \frac{\beta(\lambda) \phi_0}{2S} (1 + \exp i\omega t) \quad (\text{II.1})$$

Dans cette expression, S désigne la section droite du coeur de la fibre. Dans le cadre de cette approximation, la densité de chaleur est indépendante de z , ce qui entraîne la

nullité du flux thermique à travers toute section droite de la fibre. Cette remarque permet de traiter le problème indépendamment de la coordonnée z . Notons que, bien que β soit très faible, (10^{-5} cm^{-1} ou $4,3 \text{ dB/km}$) la section du coeur est elle aussi très petite ($S \simeq 10^{-3} \text{ mm}^2$) ce qui permet pour des flux d'une centaine de milliwatts d'obtenir des densités d'énergie importantes (typiquement 10^4 W/m^3). Cette caractéristique, due au fait que la lumière est guidée par l'échantillon, permet d'envisager une réalisation expérimentale. Contrairement aux autres expériences de photoacoustique, les effets de parois pour faire entrer la lumière dans l'échantillon n'existent pas (15).

II-1-2 - Symétrie de l'échantillon - Schéma du dispositif.

Par suite du guidage de la lumière à l'intérieur du coeur de la fibre, la source de chaleur provoquée par absorption possède la symétrie de révolution.

La connaissance de cette source de chaleur autorise le calcul analytique de la répartition de température dans la fibre et, par continuité, dans le milieu environnant.

Cette étape étant franchie, il faut distinguer les deux types de montage envisagés : d'une part, dans le cas de la cellule photoacoustique, l'amplitude complexe de la pression doit être évaluée et dans le cas de l'effet mirage, le calcul porte sur l'angle de déviation du faisceau sonde.

Bien que théoriquement possible, un calcul complet du signal, pression ou déviation, est relativement lourd. Il apparaît donc pratique, en vue d'une mesure du coefficient d'absorption β de la fibre, d'étalonner le système en substituant à celle-ci un fil chauffant parcouru par un courant

alternatif pour lequel la source de chaleur créée par effet Joule est parfaitement connue. L'intensité du courant électrique dans le fil est alors ajustée de façon à obtenir la même pression ou la même déviation suivant la méthode mise en oeuvre.

Dans les expériences de photoacoustique, le fait d'enfermer la fibre dans une cellule ne devait pas rompre la symétrie de révolution. Le montage consiste donc à placer la fibre sur l'axe d'une cellule cylindrique fermée à ses deux extrémités par des fenêtres percées au diamètre de la fibre en leur centre. (figure II.1).

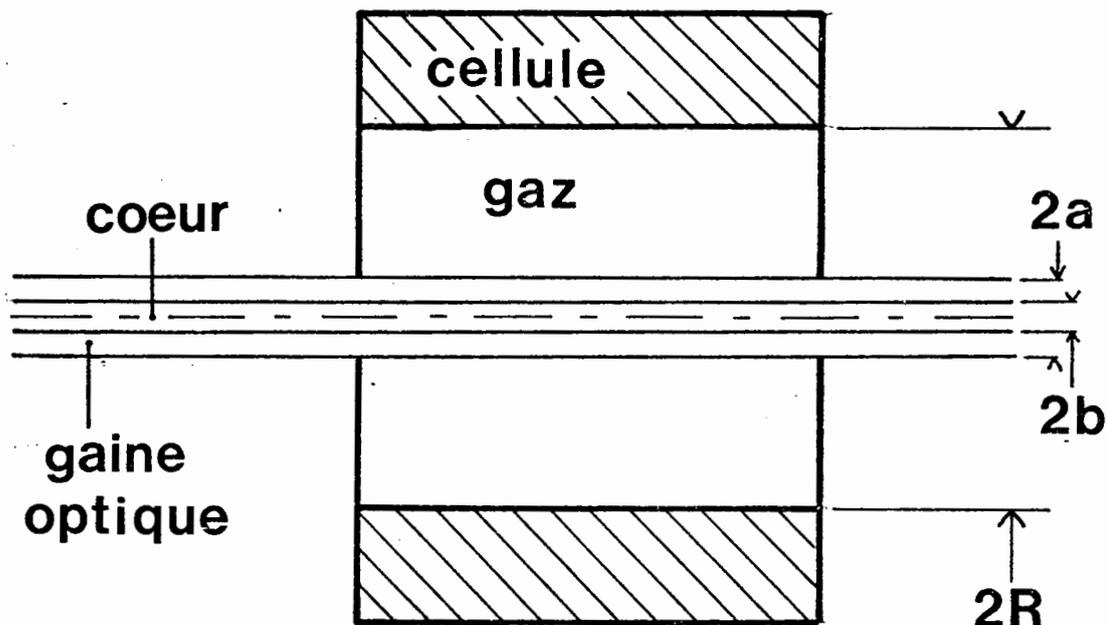


Figure II-1 : Schéma de la fibre dans la cellule

L'utilisation de "l'effet mirage" ne permet pas de préserver cette symétrie. Le faisceau sonde se propage parallèlement à la fibre tendue entre deux points. La direction du

faisceau est repérée à l'aide d'un appareil qui sera décrit dans le chapitre III. (Fig. II-2)

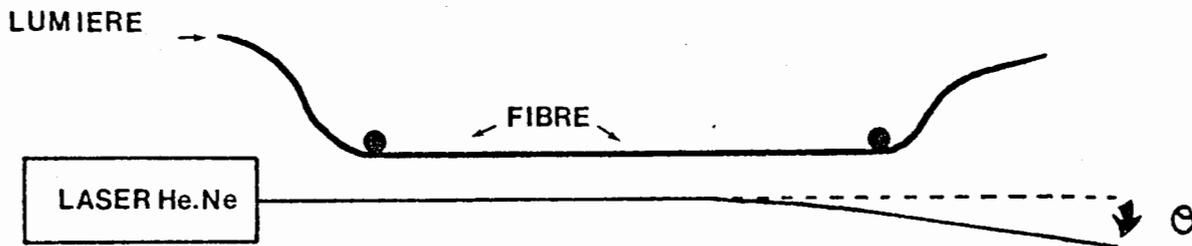


Figure II -2 : Principe de l'effet mirage

II-1-3 - Le modèle utilisé

Lorsqu'un matériau est le siège d'une source de chaleur, créée par absorption dans le coeur de la fibre ou par effet Joule dans le fil métallique, plusieurs effets peuvent se produire. Du point de vue thermique, les échanges de chaleur peuvent se faire essentiellement par conduction, par convection ou par rayonnement. Dans le cas de la fibre, les élévations de température très faibles, de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-3} °C, rendent la perte par rayonnement cent fois plus faible que la perte par conduction (8). Quant à la convection, sa contribution, de l'ordre de grandeur de celle du rayonnement, sera négligée. Seuls les échanges de chaleur par conduction seront pris en compte dans la suite.

Parallèlement, du point de vue mécanique, l'échantillon peut se dilater à la fréquence angulaire $\omega/2$ et ainsi, engendrer une onde acoustique dans le milieu environnant.

Le problème, dans son ensemble, concerne la thermoélasticité (26) dont les équations seront données plus loin. A ce stade, il convient de préciser les grandeurs à utiliser pour caractériser tous les effets précédemment décrits.

II-2 Etude thermoélastique des solides

II-2-1 - Les grandeurs thermoélastiques

Sur le plan thermique, la connaissance de la répartition spatiale de température permet de caractériser les échanges thermiques et l'état thermodynamique du solide. Les déformations mécaniques d'un solide sont caractérisées géométriquement par le vecteur déplacement \vec{u} défini en chaque point. Cette déformation est la conséquence de l'application d'une contrainte (27). La distribution des contraintes est décrite par un tenseur d'ordre deux appelé tenseur des contraintes. Ses neuf composantes \sum_{ij} sont définies de la façon suivante :

Le solide est rapporté à trois axes Ox_1, Ox_2, Ox_3 .

La composante \sum_{ij} est la force qui s'exerce par unité de surface perpendiculaire à Ox_j et parallèlement à Ox_i .

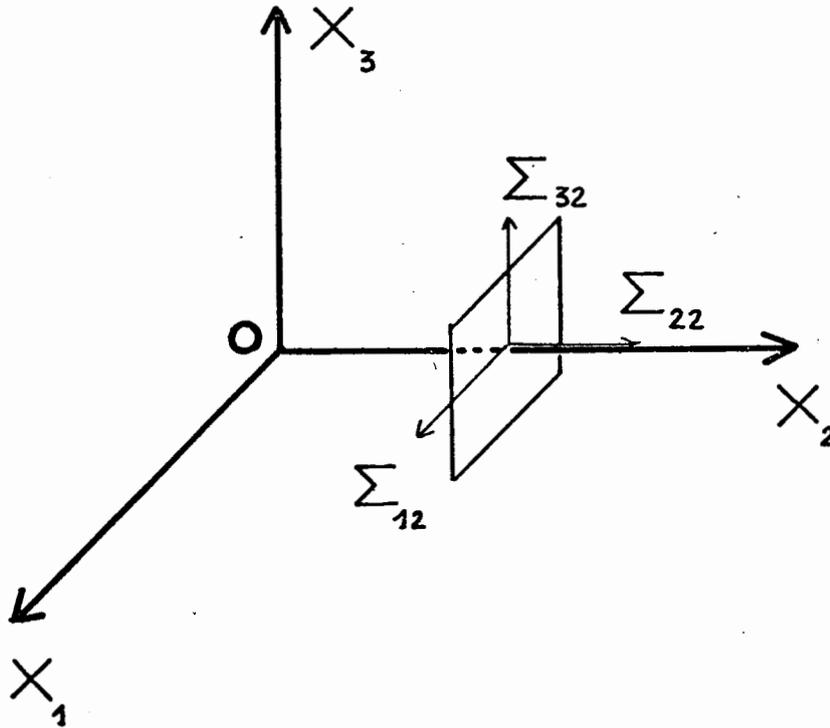
Dans le cas considéré ici, la symétrie de révolution entraîne que le déplacement u est un vecteur radial qui ne dépend que de $r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2}$, ce qui peut s'exprimer par :

$$\text{rot } (\vec{u}) = \vec{0}$$

Ceci montre que \vec{u} dérive d'un potentiel ψ appelé

potentiel des déplacements auquel il est relié par

$$\vec{u} = \overrightarrow{\text{grad}} \psi$$



Toutes les grandeurs mécaniques et en particulier la contrainte peuvent s'exprimer en fonction du potentiel ψ . La seule composante dont nous aurons besoin est la composante radiale Σ qui s'exprime en fonction du potentiel des déplacements par (26) :

$$\Sigma_{rr} = \frac{2\mu}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \rho \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}$$

où ρ désigne la masse volumique et μ le deuxième coefficient

de Lamé (27). Remarquons enfin que \sum_{rr} a les dimensions d'une pression.

Il reste alors à donner les équations auxquelles obéissent la température T et le potentiel Ψ .

II-2-2 - Equations thermoélastiques dans les solides

Dans le problème considéré, il y a essentiellement deux solides, la fibre et la paroi de la cellule ainsi qu'un gaz. Leurs paramètres physiques seront indicés (i) respectivement par f, p, g.

désigne la masse volumique, K_i la conductivité thermique, C_i la capacité calorifique, (λ_i, μ_i) les coefficients de Lamé⁽¹⁾.

α_{ti} est le coefficient de dilatation, T_0 la température absolue ambiante et c_i la vitesse du son (ondes longitudinales).

Les équations thermoélastiques (26) régissant la température T et le potentiel des déplacements Ψ sont :

$$\Delta T - \frac{1}{\alpha_i} \frac{\partial T}{\partial t} - \eta_i \Delta \left(\frac{\partial \Psi}{\partial t} \right) = - \frac{W}{K_i} \quad (\text{II-3})$$

et

$$\Delta \Psi - \frac{1}{c_i^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = m_i T \quad (\text{II-4})$$

où le terme source W n'est différent de zéro que dans le coeur de la fibre. Dans l'équation (II-3) ce terme W est la densité

(1) On utilise de façon équivalente (E_i, σ_i) le module d'Young et le coefficient de Poisson (annexe II).

de chaleur calculée au paragraphe (II-1-1) et χ_i désigne la diffusivité thermique du matériau ; elle s'exprime en fonction de K_i , C_i et ρ_i par :

$$\chi_i = \frac{K_i}{\rho_i C_i}$$

La vitesse des ondes longitudinales c_i s'exprime en fonction des coefficients de Lamé par :

$$c_i^2 = \frac{\lambda_i + 2\mu_i}{\rho_i}$$

Les équations thermoélastiques (II-3) et (II-4) sont des équations couplées par l'intermédiaire des termes $\eta_i \Delta \left(\frac{\partial \Psi}{\partial t} \right)$ et $m_i T$ pour lesquels les coefficients m_i et η_i ont pour expressions :

$$m_i = \left(\frac{3\lambda_i + 2\mu_i}{\lambda_i + \mu_i} \right) a_{t_i}$$

et

$$\eta_i = (3\lambda_i + 2\mu_i) a_{t_i} \frac{T_0}{K_i}$$

Ces termes de couplage, proportionnels au coefficient de dilatation a_{t_i} du matériau, jouent le rôle de "terme source" respectivement pour l'équation de diffusion de la chaleur

$$\Delta T - \frac{1}{\chi_i} \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{w}{K_i}$$

et l'équation de propagation du son

$$\Delta \Psi - \frac{1}{c_i^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0$$

Autrement dit, en l'absence de source mécanique d'onde acoustique, le seul terme source pour l'équation de propagation du son est $m_1 T$ qui est proportionnel à $\alpha_L T$, la dilatation du solide. En conséquence, si le solide ne se dilate pas, il n'existe aucune onde acoustique ($\psi = \text{constante}$ et $\vec{u} = 0$) et le problème se réduit à l'équation de diffusion de la chaleur. Dans le cas de la silice, le coefficient m_1 vaut $6 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$; Etant donnée cette faible valeur, nous ferons l'hypothèse a priori du matériau rigide; la résolution complète des équations couplées II-3 et II-4, donnée en annexe III justifie cette hypothèse. Il suffit donc de calculer la répartition de température dans la fibre.

II-2-3 Répartition de température dans la fibre

Comme les solutions cherchées ont une dépendance temporelle harmonique $\exp i\omega t$, le problème est ramené à la simple diffusion de la chaleur régie par les équations :

$$0 < r < b \quad \Delta T - \frac{i\omega}{\chi_f} T = -U \quad (\text{II-5})$$

$$b < r < a \quad \Delta T - \frac{i\omega}{\chi_f} T = 0 \quad (\text{II-6})$$

où l'on a posé $U = \beta\phi_0 / 2s\kappa_f$, ne prenant pas en compte ici la solution statique introduite par la composante indépendante du temps dans l'expression (II-1) de la densité d'énergie.

De façon évidente, l'équation (II-5) admet la solution constante :

$$T_1 = - \frac{i U \chi_f}{\omega} = - \frac{i \beta \phi_0}{2s \rho_f c_f \omega} \quad (\text{II-7})$$

pour solution particulière.

La recherche de solutions radiales, ne dépendant que de r pour l'équation sans terme source (telle II-6) conduit naturellement à des fonctions de Kelvin d'ordre zéro (28).

$$\text{Ber}(\sigma_f r) = \text{ber}(\sigma_f r) + i \text{bei}(\sigma_f r)$$

et

$$\text{Ker}(\sigma_f r) = \text{ker}(\sigma_f r) + i \text{kei}(\sigma_f r)$$

où

$$\sigma_f = \left(\frac{\omega}{\chi_f} \right)^{1/2}$$

Ces ondes cylindriques $\text{Ber}(\sigma_f r) e^{i\omega t}$ et $\text{Ker}(\sigma_f r) e^{i\omega t}$ sont respectivement l'analogie des ondes thermiques à croissance ou décroissance exponentielle dans le cas d'une géométrie unidimensionnelle (14) :

$$e^{\sigma_f x} e^{i(\omega t + \sigma_f x)} \quad \text{et} \quad e^{-\sigma_f x} e^{i(\omega t - \sigma_f x)}$$

La décroissance de l'amplitude de l'onde amortie quand elle s'éloigne de l'axe est caractérisée par analogie au cas unidimensionnel à l'aide de la longueur de diffusion thermique :

$$l_{th} = \frac{1}{\sigma_f} = \left(\frac{\chi_f}{\omega} \right)^{1/2} \quad (\text{II.8})$$

qui montre que l'amortissement spatial est d'autant plus rapide que la fréquence angulaire ω est élevée. Les répartitions de température peuvent donc être exprimées par :

$$0 < r < b \quad T(r) = T_1 + A \text{Ber}(\sigma_f r) \quad \text{dans le cœur}$$

(la fonction Ker est éliminée à cause de sa divergence à l'origine) et dans la gaine

$$b < r < a \quad T(r) = B \text{Ber}(\sigma_f r) + C \text{Ker}(\sigma_f r)$$

A, B, C sont des constantes numériques qui doivent être

déterminées à l'aide des conditions aux limites concernant les grandeurs thermiques.

Dans les équations (II-5) et (II-6) intervient la diffusivité $\alpha_f = K_f / \rho_f C_f$ de la fibre et aucune distinction n'est faite, dans ce modèle entre les paramètres thermiques du coeur et de la gaine.

Bien que la diffusivité de la fibre soit certainement différente de celle de la silice pure (présence de dopants en quantité non négligeable, étirage de la fibre), ce paramètre

sera par contre supposé indépendant de la coordonnée radiale r . Notons que la méthode que nous proposons plus loin pour mesurer α_f ne fournira en conséquence qu'une valeur moyenne de la diffusivité. Etant données les méthodes de fabrication des fibres optiques (CVD, MCVD pour les plus courantes) on peut considérer le contact coeur-gaine suffisamment intime pour écrire la continuité de la température $T(r)$ et du flux de chaleur. Cela exprime que la chaleur sortant du premier milieu entre intégralement dans le second milieu. La quantité de chaleur δQ qui traverse la surface élémentaire dS par unité de temps étant

$$\delta Q = -K \vec{\text{grad}} T \cdot d\vec{S}$$

la continuité du flux se traduira par la conservation de la quantité

$$K \frac{dT}{dr}$$

puisque T ne dépend que de r . Ces deux conditions appliquées à l'interface coeur-gaine fournissent les relations :

$$T_1 + A \text{Ber}(\sigma_f b) = B \text{Ber}(\sigma_f b) + C \text{Ker}(\sigma_f b) \quad (\text{II-9})$$

pour la température et pour le flux.

$$A \text{Ber}'(\sigma_f b) = B \text{Ber}'(\sigma_f b) + C \text{Ker}'(\sigma_f b)$$

Ces deux conditions aux limites ne suffisent pas à déterminer les trois constantes ; une relation de plus peut-être obtenue en utilisant l'interface gaz-fibre.

Auparavant, il est donc nécessaire de trouver la répartition de température dans le gaz.

II-3 Etude thermodynamique du gaz

II-3-1 - Variables utilisées dans le gaz.

Du point de vue thermique, la distribution radiale de température $T(r)$ caractérisera l'état du gaz, comme dans le cas des solides. En ce qui concerne les propriétés mécaniques, la contrainte, qui n'est autre que la pression sera utilisée plus simplement que d'autres variables telles que déplacement ou potentiel. Plus précisément, on utilisera la variation de pression $p(r)$ différence $P - P_0$ entre la pression du gaz et la pression initiale P_0 .

II-3-2- Equations thermodynamiques

Les équations qui régissent les variations de température $T(r)$ et de pression $p(r)$ sont aussi des équations couplées (29) :

$$\Delta p = \frac{\gamma}{c_g^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \ell' c_g \frac{\partial}{\partial t} \right] (p - \alpha T) \quad (\text{II-11})$$

et

$$\Delta T = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial}{\partial t} \left[T - \frac{\gamma-1}{\gamma\alpha} p \right] \quad (\text{II-12})$$

L'indice g se rapporte au gaz pour les grandeurs déjà définies. γ désigne le rapport des capacités calorifiques à volume constant et à pression constante, α est le coefficient de compressibilité à volume constant :

$\alpha = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v$ qui se réduit à P_0/T_0 pour un gaz parfait. Pour terminer, l'_0 est une longueur caractéristique de la viscosité et du libre parcours moyen des molécules dans le gaz. Pour un gaz parfait elle s'exprime par (29) (en mètres) :

$$l'_0 = \frac{2}{3} 10^{-7} \frac{1}{\sqrt{\gamma}}$$

Ce qui pour l'air considéré comme gaz diatomique ($\gamma = 7/5$) donne $l'_0 = 5.6 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}$.

Les solutions cherchées pour les équations (II-11) et (II-12) sont harmoniques et $\frac{\partial}{\partial t} \equiv i\omega$ ce qui conduit à

$$\Delta p \left(1 + \frac{i\gamma\omega l'_0}{c_g} \right) + \frac{\gamma\omega^2}{c_g^2} p - \frac{i\omega\alpha\gamma l'_0}{c_g} \Delta T - \frac{\gamma\alpha\omega^2}{c_g^2} T = 0 \quad (\text{II-13})$$

et

$$\Delta T - \frac{i\omega}{\chi_g} T + i \frac{\gamma-1}{\gamma\alpha} \frac{\omega}{\chi_g} p = 0 \quad (\text{II-14})$$

II-3-3 Répartition de température dans le gaz

Un gaz étant fortement compressible, aucune approximation concernant ses dilatations ne peut-être faite a priori. Il est donc nécessaire de résoudre les équations couplées (II-13) et (II-14). Les solutions cherchées étant radiales, nous sommes conduits à introduire de nouveau les fonctions de Bessel d'ordre zéro qui seront désignées par $Z_0(kr)$, k étant une constante de propagation à déterminer. Ces fonctions vérifient de façon générale (28) :

$$\Delta Z_0(kr) = -k^2 Z_0(kr) \quad (\text{II-15})$$

Les variations de pression $p(r)$ et de température $T(r)$ seront cherchées sous la forme :

$$p(r) = A_p Z_0(kr) \quad \text{et} \quad T(r) = A_T Z_0(kr)$$

En reportant ces deux expressions dans les équations II-13 et II-14 compte-tenu de la propriété (II-15), on obtient le système linéaire homogène :

$$\left[-k^2 \left(1 + \frac{i\omega\gamma l'_v}{c_g} \right) + \frac{\gamma\omega^2}{c_g^2} \right] A_p + \left[\gamma\alpha \left(\frac{i\omega l'_v k^2}{c_g} - \left(\frac{\omega}{c_g} \right)^2 \right) \right] A_T = 0$$

et

$$\left[i \frac{\gamma-1}{\gamma\alpha} \frac{\omega}{\chi_g} \right] A_p - \left[k^2 + \frac{i\omega}{\chi_g} \right] A_T = 0$$

qui admet d'autres solutions que la solution triviale nulle à condition que son déterminant soit nul ce qui conduit pour k à l'équation bicarrée :

$$(1 + i\gamma E_v) k^4 + k^2 \frac{i\omega}{\chi_g} (1 + iE_v + i\gamma E_h) - \gamma \left(\frac{\omega}{c_g} \right)^2 \frac{i\omega}{\chi_g} = 0 \quad (\text{II-16})$$

où on a posé

$$E_v = \frac{\omega l'_v}{c_g} \quad \text{et} \quad E_h = \frac{\omega \chi_g}{c_g^2}$$

Si la fréquence n'est pas trop élevée ces nombres sont petits devant 1 (Les valeurs sont à 1kHz $E_v = 1,1 \cdot 10^{-6}$ et $E_h = 1,2 \cdot 10^{-6}$) La résolution de l'équation (II-16) conduit alors, à l'ordre un en E_v et E_h aux solutions (29).

$$k_1^2 = k_g^2 = \left(\frac{\omega}{c_g} \right)^2 (1 + E_v - i(\gamma-1) E_h) \quad (\text{II-17})$$

et

$$k_2^2 = -i \sigma_g^2 = -\frac{i\omega}{\chi_g}$$

Etant donnés les ordres de grandeur de ϵ_ω et ϵ_h on peut se limiter à l'ordre zéro pour les constantes de propagation :

$$k_g = \frac{\omega}{c_g}$$

et

$$k_2^2 = -i\sigma_g^2 = -i\frac{\omega}{\lambda_g}$$

Ces constantes de propagation correspondent respectivement au mode acoustique et au mode thermique que nous allons maintenant expliciter.

Le mode dit acoustique est celui pour lequel la conduction de la chaleur, ou sa diffusion est négligeable ce qui conduit d'après l'équation (II-12) à

$$T \approx \frac{\gamma-1}{\gamma\alpha} p \quad (\text{II-18})$$

En reportant cette relation dans l'équation (II-11) et en négligeant les effets de viscosité, cette dernière devient en régime harmonique

$$\Delta p + \left(\frac{\omega}{c_g}\right)^2 p = 0$$

qui n'est autre que l'équation de propagation du son faisant intervenir la vitesse de propagation adiabatique, la conduction de la chaleur, donc les échanges thermiques étant négligés dans ce cas. Pour ce mode, la relation entre la pression P_{ac} et la température T_{ac} est obtenue en reportant les expressions

$$P_{ac}(r) = A_p Z_0(k_g r)$$

et

$$T_{ac}(r) = A_T Z_0(k_g r)$$

dans l'équation (II-11). On obtient alors :

$$a_g p_{ac}(r) = T_{ac}(r)$$

avec

$$a_g = \frac{\gamma - 1}{\gamma \alpha} (1 + i E_h) \quad (\text{II-19})$$

qui est l'expression (II-18) corrigée au premier ordre en α . L'expression complète des solutions du mode acoustique peuvent alors être données :

$$p_{ac}(r) = F J_0(k_g r) + G Y_0(k_g r)$$

et

$$T_{ac}(r) = a_g p_{ac}(r)$$

J_0 et Y_0 étant des fonctions de Bessel d'ordre zéro de première espèce (28). Notons que ce mode acoustique est celui qui n'existe pas dans les solides que nous avons supposés indilatables.

Le mode thermique, par contre a déjà été rencontré dans les solides ; dans ce cas, la diffusion de la chaleur est prépondérante et les variations de pression sont faibles. L'équation (II-12) devient équation de diffusion de la chaleur :

$$\Delta T - \frac{i\omega}{\chi_g} T = 0$$

déjà rencontrée. La constante de propagation $k_2^2 = -\frac{i\omega}{\chi_g}$ conduit pour ces ondes thermiques à des combinaisons linéaires des fonctions Ber ($\sigma_g r$) et Ker ($\sigma_g r$) (fonctions de Kelvin) dont les caractéristiques ont été données à propos des solides. La température a donc pour expression et la pression

$$T_{th}(r) = D \text{Ker}(\sigma_g r) + E \text{Ber}(\sigma_g r)$$

qui lui est proportionnelle s'écrit :

$$P_{th}(r) = t_g T_{th}(r)$$

le coefficient t_g étant déterminé de façon analogue à a_g à l'aide de l'expression II-11.

$$t_g = -i \gamma \alpha (\epsilon_h - \epsilon_v)$$

Finalement, la pression et la température sont la somme des contributions des deux modes.

$$p(r) = F J_0(k_g r) + G Y_0(k_g r) + t_g [D \text{Ker}(\sigma_g r) + E \text{Ber}(\sigma_g r)]$$

et

$$T(r) = a_g [F J_0(k_g r) + G Y_0(k_g r)] + D \text{Ker}(\sigma_g r) + E \text{Ber}(\sigma_g r)$$

Les constantes D, E, F, G doivent être déterminées à l'aide des conditions aux limites.

Le coefficient de couplage t_g traduisant les effets de pression consécutifs à la diffusion de la chaleur est très faible ($|t_g| = 4 \cdot 10^{-8} \text{ à } 1 \text{ kHz}$) ; il est lié aux phénomènes de transport dans les gaz, conduction thermique et viscosité. L'autre coefficient a_g est, lui aussi, faible et de plus indépendant de la fréquence à l'ordre zéro en ϵ_h ($a_g = 8.5 \cdot 10^{-4}$). Il traduit les variations de température dues à la propagation de la surpression d'une onde acoustique. On peut donc prévoir, compte-tenu de ces ordres de grandeur que la pression sera déterminée par le mode acoustique ($P_{ac} \gg P_{th}$) et que la température le sera par le mode thermique T_{th} . Cela est confirmé par les résultats numériques du calcul complet présenté en annexe III. Typiquement, on obtient à quelques dizaines de hertz

$p \approx 10^{-4} \text{ Pa}$ et $T = 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}$ qui avec les valeurs de
 $a_g = 8.5 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}/^\circ\text{C}$ et $t_g = 4 \cdot 10^{-8} \text{ }^\circ\text{C}/\text{Pa}$ montrent que ces prévisions sont correctes. La température dans le gaz a donc pour

expression :

$$T(r) = D \operatorname{Ker}(\sigma_g r) + E \operatorname{Ber}(\sigma_g r)$$

Supposant le contact intime entre le gaz et la fibre, on pourra écrire la continuité de la température et du flux de chaleur de la même façon qu'à l'interface coeur-gaine, les échanges par rayonnement et par conduction étant négligés après la discussion du paragraphe (II-1-3). Cependant, on ne dispose que de quatre relations pour déterminer les cinq constantes A, B, C, D, E. La dernière condition demande une distinction entre la cellule photoacoustique et la photodéviator.

Cette dernière est la plus simple. Pour $r > a$, le milieu est infini (milieu ambiant) et la composante $\operatorname{Ber}(\sigma_g r)$ doit être éliminée à cause de sa divergence quand r devient grand, ce qui conduit à poser $E = 0$ comme cinquième condition.

Dans ce cas où il existe une paroi, celle de la cellule une interface supplémentaire existe pour $r = R$ entre le gaz et la cellule. A l'intérieur de celle-ci, milieu solide, nous connaissons la répartition de température (paragraphe (II-2-3)), combinaison linéaire des fonctions $\operatorname{Ber}(\sigma_p r)$ et $\operatorname{Ker}(\sigma_p r)$. Cette paroi joue alors le rôle de milieu extérieur pour lequel la condition d'onde sortante élimine la solution $\operatorname{Ber}(\sigma_p r)$; la problème comporte donc six constantes calculées avec les six conditions aux limites qui sont continuité de la température et du flux de chaleur aux trois interfaces qui conduisent donc à une solution unique.

Les calculs analytiques, dans ce cas assez lourds, masquent les résultats simples qui peuvent être obtenus par quelques considérations physiques. La répartition de température dans le gaz est représentée sur la figure (II-3). Pour des fréquences élevées, l'amplitude de ces variations de température

décroit de façon monotone, cette décroissance étant caractérisée par la longueur de diffusion thermique :

$$\frac{1}{\sigma_g} = \left(\frac{\alpha_g}{\omega} \right)^{1/2}$$

Lorsque la fréquence de modulation diminue, la longueur de diffusion $1/\sigma_g$ augmente et devient comparable au rayon R de la cellule ce qui entraîne une contribution appréciable de l'onde thermique réfléchiée ($\text{Ber}(\sigma_g r)$). Ce problème est analogue à celui de l'onde évanescence dans un milieu fini, une couche mince par exemple. Si l'épaisseur de la couche est grande devant la profondeur de pénétration de l'onde, la couche se comporte comme un milieu infini, sinon une onde réfléchiée apparaît.

Par conséquent, pour éviter les effets de paroi, traduits par la présence d'une onde réfléchiée, le domaine de fréquences exploré sera choisi de telle sorte que :

$$\frac{1}{\sigma_g} \ll R$$

ce qui dans l'air et pour $R = 5 \text{ mm}$ conduit à $\nu > 1 \text{ Hz}$. Puisque la contribution de l'onde réfléchiée $E \text{ Ber}(\sigma_g r)$ est négligeable, la répartition de température est dans tous les cas :

$$T(r) = D \text{ Ker}(\sigma_g r)$$

Les relations de continuité à l'interface gaine-gaz sont alors

$$B \text{ Ber}(\sigma_f a) + C \text{ Ker}(\sigma_f a) = D \text{ Ker}(\sigma_g a)$$

pour la température et

$$B k_f \sigma_f \text{ Ber}'(\sigma_f a) + C k_f \sigma_f \text{ Ker}'(\sigma_f a) = D k_g \sigma_g \text{ Ker}'(\sigma_g a)$$

pour le flux.

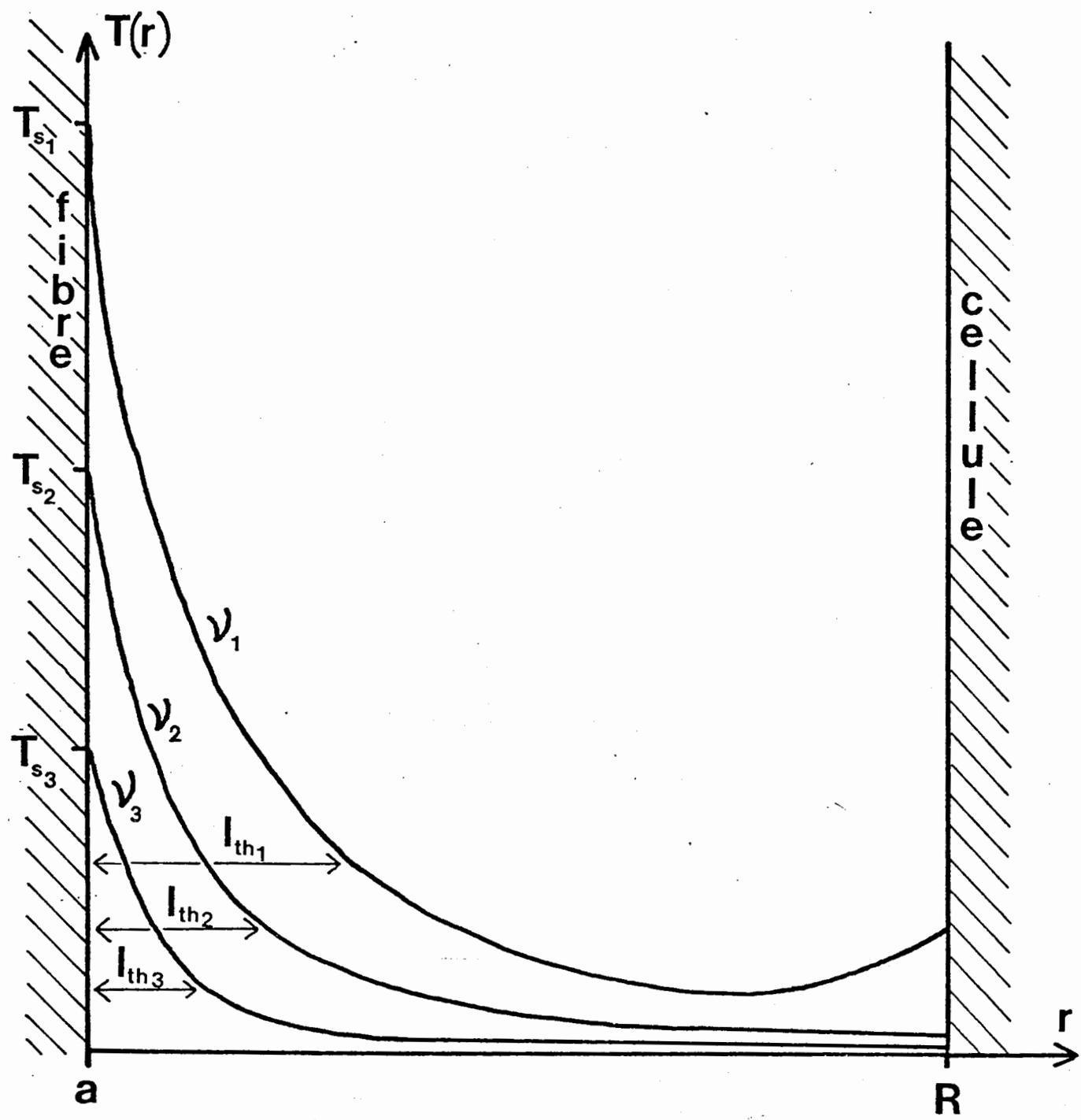


figure II.3 répartition de température dans le gaz.

Ces deux relations jointes aux deux autres (II-9 et II-10) permettent de déterminer toutes les constantes A, B, C, D.

II-3-3 - Détermination de la température de surface de la fibre

Rappelons la forme générale de la répartition de température dans la fibre et dans le gaz

$$0 < r < b \quad T(r) = T_1 + A \operatorname{Ber}(\sigma_f r)$$

$$b < r < a \quad T(r) = B \operatorname{Ber}(\sigma_f r) + C \operatorname{Ker}(\sigma_f r)$$

$$r > a \quad T(r) = D \operatorname{Ker}(\sigma_g r)$$

Les constantes A, B, C, D sont alors déterminées par la relation matricielle

$$\begin{bmatrix} \operatorname{Ber}(\sigma_f b) & -\operatorname{Ber}(\sigma_f b) & -\operatorname{Ker}(\sigma_f b) & 0 \\ \operatorname{Ber}'(\sigma_f b) & -\operatorname{Ber}'(\sigma_f b) & -\operatorname{Ker}'(\sigma_f b) & 0 \\ 0 & \operatorname{Ber}(\sigma_f a) & \operatorname{Ker}(\sigma_f a) & -\operatorname{Ker}(\sigma_g a) \\ 0 & k_f \sigma_f \operatorname{Ber}'(\sigma_f a) & k_f \sigma_f \operatorname{Ker}'(\sigma_f a) & -k_g \sigma_g \operatorname{Ker}'(\sigma_g a) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -T_1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

De façon à faire intervenir la température de surface de la fibre $T_s = T(a)$, la répartition de température dans le gaz est mise sous la forme :

$$T(r) = \frac{T_s}{\operatorname{Ker}(\sigma_g a)} \operatorname{Ker}(\sigma_g r)$$

La résolution du système linéaire (II-20) conduit alors à :

$$T_s = T_1 \frac{b}{a} \frac{K_f \sigma_f \text{Ber}'(\sigma_f b) \text{Ker}(\sigma_g a)}{K_f \sigma_f \text{Ber}'(\sigma_f a) \text{Ker}(\sigma_g a) - K_g \sigma_g \text{Ker}'(\sigma_g a) \text{Ber}(\sigma_f a)} \quad (\text{II-21})$$

Comme nous le constaterons et le commenterons plus loin, le signal photoacoustique décroît avec la fréquence de modulation. Aussi, pour des raisons de détection expérimentale, le domaine de fréquences exploré sera limité à $1 \text{ Hz} - 1 \text{ KHz}$. Dans cette zone la contribution du second terme du dénominateur de l'expression (II-21) est environ cent fois plus faible que la première. La température de surface se réduit alors à

$$T_s = T_1 \frac{b}{a} \frac{\text{Ber}'(\sigma_f b)}{\text{Ber}'(\sigma_f a)} \quad (\text{II-22})$$

Cette température de surface d'échantillon, pour un diamètre a donné et un gaz donné détermine entièrement le signal photoacoustique ou photothermique puisqu'elle détermine alors la répartition de température $T(r)$ dans le milieu gazeux.

En effet, la cellule ayant un volume constant, la donnée de $T(r)$ fournit la pression $p(r)$ donc le signal photoacoustique. Dans le cas de la photodéviations, la répartition de température et, en conséquence le gradient d'indice dans le gaz qui est responsable de la déviation d'un faisceau sonde. Nous présentons maintenant ces deux méthodes de détection des variations de température de surface T_s de l'échantillon induisant dans le gaz la répartition $T(r)$.

II-4 Méthodes de détection de T_s

II-4-1 Détection photoacoustique

Dans ce cas, la répartition de température $T(r)$ dans la cellule provoque, à volume constant des variations de pression $p(r)$ qu'on se propose de calculer.

II-4-1-1 - Calcul du signal photoacoustique

La pression et la température vérifient les équations II-13 et II-14 :

$$\Delta p \left(1 + i\omega \frac{\rho_0}{c_g}\right) + \gamma \left(\frac{\omega}{c_g}\right)^2 p - i\omega \frac{\gamma \alpha \rho_0}{c_g} \Delta T - \gamma \alpha \left(\frac{\omega}{c_g}\right)^2 T = 0$$

et

$$\Delta T - \frac{i\omega}{\chi_g} T + i \frac{\gamma-1}{\gamma \alpha} \frac{\omega}{\chi_g} p = 0$$

La combinaison de ces deux équations éliminant ΔT est

$$\Delta p \left(1 + i\gamma \frac{\rho_0}{\chi_g}\right) + p \left(\frac{\omega}{c_g}\right)^2 \left\{ \gamma \left(1 - \frac{\rho_0}{\chi_g}\right) + \frac{\rho_0}{\chi_g} \right\} - \alpha \gamma T \left(\frac{\omega}{c_g}\right)^2 \left(1 - \frac{\rho_0}{\chi_g}\right) = 0 \quad (\text{II-23})$$

Bien qu'au terme d'un calcul il apparaisse que $T_{ac} \ll T_{th}$ et $P_{th} \ll P_{ac}$ numériquement, on ne peut à priori négliger ces termes dans l'équation différentielle (II-23). Il faut donc considérer

$$\begin{aligned} T &= T_{th} + T_{ac} & \text{et} & & P &= P_{ac} + P_{th} \\ \text{avec} & & & & & \\ T_{ac} &= a_g P_{ac} & \text{et} & & P_{th} &= t_g T_{th} \end{aligned}$$

on peut donc écrire :

$$T = T_{th} (1 - a_g t_g) + a_g p$$

Les termes a_g et t_g étant petits devant un, il vient

$$T = T_{th} + a_g p$$

en reportant cette expression dans l'équation II-23 en rappelant que, avec $\frac{\rho_0}{\chi_g} \ll 1$, $a_g \approx \frac{\gamma-1}{\gamma \alpha}$, on obtient :

$$\Delta p + \left(\frac{\omega}{c_g}\right)^2 p = \alpha \gamma \left(\frac{\omega}{c_g}\right)^2 \left(1 - \frac{\rho_0}{\chi_g}\right) T_{th}$$

La température correspondant au mode thermique qui est prépondérante a été calculée au paragraphe (II-3-3)

$$T(r) = \frac{T_s}{\text{Ker}(\sigma_g a)} \text{Ker}(\sigma_g r)$$

ce qui conduit pour $p(r)$ à l'équation

$$\Delta p + \left(\frac{\omega}{c_g}\right)^2 p = \alpha \gamma \left(\frac{\omega}{c_g}\right)^2 \left(1 - \frac{\epsilon \omega}{E_h}\right) \frac{T_s}{\text{Ker}(\sigma_g a)} \text{Ker}(\sigma_g r) \quad (\text{II-24})$$

Cette équation est l'équation de propagation du son avec un second membre jouant le rôle de terme source et directement relié aux variations de température dans le gaz.

La solution générale de l'équation sans second membre

$$\Delta p + \left(\frac{\omega}{c_g}\right)^2 p = 0$$

est

$$p(r) = p_1 J_0(kr) + p_2 Y_0(kr) \quad (k = \frac{\omega}{c_g})$$

et compte-tenu de

$$\Delta (\text{Ker}(\sigma_g r)) = i \sigma_g^2 \text{Ker}(\sigma_g r)$$

une solution particulière est donnée par $p_3 \text{Ker}(\sigma_g r)$ avec

$$p_3 = \frac{\alpha \gamma k^2 \left(1 - \frac{\epsilon \omega}{E_h}\right)}{(k^2 + i \sigma_g^2) \text{Ker}(\sigma_g a)} T_s \quad (\text{II-25})$$

La pression est donc de la forme

$$p(r) = p_1 J_0(kr) + p_2 Y_0(kr) + p_3 \text{Ker}(\sigma_g r) \quad (\text{II-26})$$

Les constantes p_1 et p_2 sont déterminées en écrivant que le déplacement u est nul sur la fibre ($r = a$) et sur la paroi ($r = R$) ce qui traduit le fait que les solides sont supposés rigides.

L'équation d'Euler

$$\rho_g \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = - \vec{g} \text{grad } p$$

qui s'écrit en régime harmonique

$$\rho_g \omega^2 \vec{u} = \vec{g} \text{grad } p$$

implique donc ici

$$\frac{dp}{dr}(a) = 0 \quad \text{et} \quad \frac{dp}{dr}(R) = 0 \quad (\text{II-27})$$

les conditions (II-27) appliquées à la pression (II-26) conduisent à :

$$P_1 = P_3 \frac{\sigma_g}{k} \frac{\text{Ker}'(\sigma_g a) Y_1(kR) - \text{Ker}'(\sigma_g R) Y_1(ka)}{\Delta} \quad (\text{II-28.c})$$

$$P_2 = P_3 \frac{\sigma_g}{k} \frac{\text{Ker}'(\sigma_g R) J_1(ka) - \text{Ker}'(\sigma_g a) J_1(kR)}{\Delta} \quad (\text{II-28.b})$$

avec

$$\Delta = J_1(ka) Y_1(kR) - Y_1(ka) J_1(kR) \quad (\text{II-28.d})$$

Dans le domaine de fréquences considéré (1 Hz - 1 kHz) la contribution à la pression des termes contenant p_2 et p_3 est négligeable (au moins deux ordres de grandeur).

La pression est donc donnée par

$$p(r) = P_1 J_0(kr)$$

Les arguments des fonctions J_1 et Y_1 étant petits ($ka \simeq 10^{-4}$ et $kR \simeq 10^{-2}$) on peut écrire (28) :

$$J_1(x) \simeq \frac{x}{2} \quad \text{et} \quad Y_1(x) \simeq -\frac{2}{\pi x}$$

ce qui simplifie l'expression de Δ

$$\Delta \approx \frac{R^2 - a^2}{\pi a R}$$

Les valeurs de $\sigma_3 a$ et $\sigma_3 R$ (respectivement 1 et 80) entraînent

$$\frac{|\text{Ker}'(\sigma_3 a)|}{R} \gg \frac{|\text{Ker}'(\sigma_3 R)|}{a}$$

l'expression de $p(r)$ se simplifie alors pour donner :

$$p(r) = \frac{2i\delta\alpha a}{(R^2 - a^2)\sigma_3} \left(1 - \frac{\epsilon_v}{\epsilon_n}\right) T_s \frac{\text{Ker}'(\sigma_3 a)}{\text{Ker}(\sigma_3 a)} J_0(kr)$$

Notons enfin qu'aux fréquences considérées (jusqu'à 1 kHz), la longueur d'onde acoustique, supérieure à 33 cm, reste grande devant le rayon de la cellule ($R = 5\text{mm}$). L'argument de la fonction J_0 est alors petit devant un de telle sorte qu'elle vaut un. La pression est par conséquent uniforme à l'intérieur de la cellule et vaut (avec $a \ll R$).

$$p = \frac{2i\delta\alpha a}{R\sigma_3} \left(1 - \frac{\epsilon_v}{\epsilon_n}\right) T_s \frac{\text{Ker}'(\sigma_3 a)}{\text{Ker}(\sigma_3 a)} \quad (\text{II-29})$$

Le terme ϵ_v , directement relié à la viscosité est petit devant un ($\epsilon_v \approx 10^{-8}$ à 1 kHz) ce qui conduit généralement à négliger les effets de viscosité dans l'équation (II-13) (30). Il apparaît cependant sur l'expression (II-29) de p que pour négliger les effets dus à la viscosité, il faut que le rapport ϵ_v/ϵ_n , indépendant de la fréquence dans un large domaine ($\epsilon_v/\epsilon_n = c_3^2 \rho_0/\chi_3$), soit petit devant un. Dans l'air, il n'en est rien (le rapport vaut de 0.6 à 0.8 suivant les auteurs) et dans un liquide l'effet serait encore plus important. Par conséquent, la viscosité qui est un phénomène de transport au même titre que la conduction de la chaleur ne peut a priori être négligée.

Il est à noter que si on néglige ϵ_v , l'expression II-29

II-29 est celle obtenue par le modèle de Rosencwaig et Gersho (RG) (14) étendu à la géométrie cylindrique.

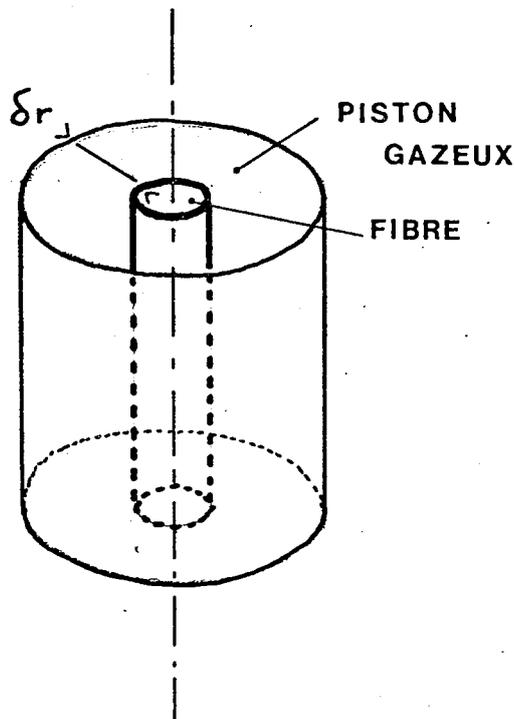
II-4-1-2 Extension du modèle R.G. à la symétrie de révolution

Ce modèle consiste à résoudre l'équation de diffusion de la chaleur dans les solides supposés parfaitement rigides, et dans le gaz.

La répartition de température dans le gaz est connue (paragraphe II-3-3).

$$T(r) = \frac{T_s}{\text{Ker}(\sigma_g a)} \text{Ker}(\sigma_g r)$$

L'amplitude T décroît en fonction de la distance à l'axe de la fibre. Conformément à la méthode R.G. on est conduit à définir un "piston gazeux" (ici un tube cylindrique entourant la fibre) qui, par ses dilatations impose au reste du gaz des



transformations adiabatiques. Soit δr , l'épaisseur de ce tube. Si, à priori dans une géométrie unidimensionnelle, l'épaisseur

du piston est suggérée par la présence de fonctions exponentielles pour la répartition de température ($\exp(-\sigma_3 z)$), il n'en est pas de même avec les fonctions de Kelvin. Ceci n'a en fait aucune importance, le rayon r_p du piston étant choisi de la façon suivante (14) :

La température moyenne T dans le piston est définie par :

$$\bar{T} = \frac{T_s}{\pi \text{Ker}(\sigma_3 a) (r_p^2 - a^2)} \int_a^{r_p} 2\pi r \text{Ker}(\sigma_3 r) dr$$

et r_p est choisi de sorte que sa contribution à l'intégrale ci-dessus soit négligeable devant celle de a . Il est alors aussi simple de considérer l'intégrale de a à l'infini soit :

$$\bar{T} = \frac{T_s}{\pi \text{Ker}(\sigma_3 a) (r_p^2 - a^2)} \int_a^{\infty} 2\pi r \text{Ker}(\sigma_3 r) dr$$

Cette intégrale se calcule aisément (28) et on obtient :

$$\int_a^{\infty} 2\pi r \text{Ker}(\sigma_3 r) dr = \frac{2\pi a}{\sigma_3} e^{-\frac{i\pi}{4}} K_1(e^{i\frac{\pi}{4}} \sigma_3 a)$$

K_1 étant une fonction de Bessel modifiée d'ordre 1. Compte-tenu de la relation :

$$K_1(e^{i\frac{\pi}{4}} z) = e^{\frac{3i\pi}{4}} \text{Ker}'(z)$$

on obtient la variation moyenne de température dans le piston gazeux :

$$\bar{T} = \frac{2 a i T_s}{(r_p^2 - a^2) \sigma_3} \frac{\text{Ker}'(\sigma_3 a)}{\text{Ker}(\sigma_3 a)}$$

En supposant le gaz parfait, les variations de volume δV du piston sont (h désigne la longueur de la cellule)

$$\frac{\delta V}{h \pi (r_p^2 - a^2)} = \frac{T}{T_0} \quad \text{soit} \quad \delta V = h \pi \frac{2a i}{\sigma_g} T_s \frac{\text{Ker}'(\sigma_g a)}{\text{Ker}(\sigma_g a)} \quad (\text{II.30})$$

La diffusion de la chaleur n'atteignant pratiquement pas le reste du gaz, celui-ci subit des transformations adiabatiques et pour un gaz parfait :

$$p V^\gamma = \text{cste}$$

si bien que les variations de pression p sont données par

$$\frac{p}{P_0} = \gamma \frac{\delta V}{h \pi (R^2 - a^2)}$$

qui, compte tenu de (II-30) et $a \ll R$ s'exprime par :

$$p = \gamma \frac{P_0}{T_0} \frac{2ia}{R \sigma_g} T_s \frac{\text{Ker}'(\sigma_g a)}{\text{Ker}(\sigma_g a)}$$

Enfin, sachant que pour un gaz parfait $\alpha = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = \frac{P_0}{T_0}$, le signal photoacoustique calculé suivant le modèle de R.G. est

$$p = \frac{2i \gamma \alpha a}{R^2 \sigma_g} T_s \frac{\text{Ker}'(\sigma_g a)}{\text{Ker}(\sigma_g a)} \quad \text{soit} \quad p = |p| e^{i\varphi_p} \quad (\text{II.31})$$

Comme nous l'avons souligné, cette expression est identique à (II-33) à condition de négliger la viscosité. Suivant l'un ou l'autre modèle, il ressort de ces résultats (II-29 ou II-31) que le signal photoacoustique est déterminé, pour un rayon a fixé, par la température de surface de l'échantillon, les autres coefficients dépendant du gaz et du rayon R de la cellule.

Cette propriété est fondamentale en vue de l'étalonnage du système qui présente l'avantage de dispenser d'une évaluation absolue (il existe des différences suivant les modèles utilisés) du signal photoacoustique pour la mesure du coefficient d'absorption β . L'égalité des signaux dans le cas de la fibre et du fil chauffant se traduit par l'égalité des températures de surface des deux échantillons. Cela constitue une relation d'étalonnage qui est maintenant développée.

II-4-1-3- Relation d'étalonnage

D'après les remarques précédentes, il faut, pour établir cette relation d'étalonnage, déterminer la température de surface du fil.

Bien que le fil ait un coefficient de dilatation cent fois plus grand que celui de la fibre, les termes de couplage pour les équations thermoélastiques II-3 et II-4 restent faibles et les mêmes approximations quant à la rigidité de l'échantillon seront faites. Il suffit alors de résoudre l'équation de la chaleur :

$$\Delta T - \frac{i\omega}{\kappa_F} T = -U \quad 0 < r < a_F \quad \text{dans le fil}$$

et

$$\Delta T - \frac{i\omega}{\kappa_g} T = 0 \quad r > a_F \quad \text{dans le gaz}$$

contenant la densité de chaleur produite par effet Joule, bien connue dans le fil. En désignant par γ_e la conductivité électrique du fil et par I la valeur efficace du courant à la

fréquence angulaire $\omega/2$,

$$U' = \frac{I^2}{2\gamma_e S_F^2 K_F} \quad (\text{II-32})$$

(l'indice F se rapporte au fil)

Le calcul est identique à celui mené pour la fibre à condition de réaliser $b = a$ dans les résultats, ce qui conduit pour le fil à une température de surface

$$T'_s = T'_1 = \frac{-i I^2}{2\gamma_e S_F^2 \rho_F C_F \omega} \quad (\text{II-33})$$

Celle de la fibre étant (II-22) :

$$T_s = T_1 \frac{b}{a} \frac{\text{Ber}'(\sigma_F b)}{\text{Ber}'(\sigma_F a)} = -\frac{i\beta\phi_0}{2S\rho_F C_F \omega} \frac{b}{a} \frac{\text{Ber}'(\sigma_F b)}{\text{Ber}'(\sigma_F a)}$$

La relation d'étalonnage $T_s = T'_s$ (égalité des signaux) conduit donc à la proportionnalité entre $\beta\phi_0$ et I^2 :

$$\beta\phi_0 = \frac{1}{\gamma_e} \frac{\rho_F C_F}{\rho_F C_F} \frac{S}{S_F^2} \frac{a}{b} \frac{\text{Ber}'(\sigma_F b)}{\text{Ber}'(\sigma_F a)} I^2 \quad (\text{II-34})$$

Cette relation peut-être considérablement simplifiée après quelques considérations simples. La répartition de température dans le coeur de la fibre et dans sa gaine optique, donnée sur la figure (II-4) pour une fréquence de 5 Hz, montre que celle-ci est quasiment uniforme, la différence entre le centre et le bord étant 5‰. Ce résultat s'explique aisément si on remarque qu'à cette fréquence, la longueur de diffusion thermique dans la fibre $\sqrt{\frac{\chi_F}{\omega}}$ est grande devant le rayon de la fibre (60 μm). Cette remarque justifie en particulier le modèle adopté de répartition uniforme de la source de chaleur dans le coeur de la fibre. Elle montre en outre qu'il est inutile de connaître la répartition de l'énergie électromagnétique dans le coeur de la fibre et par là-même que la méthode

est applicable à des fibres optiques monomodes ou multimodes, à gradient ou à saut d'indice.

Mathématiquement cette condition s'écrit :

$$\sigma_f a \ll 1 \quad \text{et} \quad \sigma_f b \ll 1$$

ce qui entraîne pour la température de surface (II-22)

$$T_{S \text{ approchée}} = T_1 \frac{b^2}{a^2}$$

Or b^2/a^2 est le rapport des sections droites du coeur et de la fibre. L'expression II-7 de T_1 montre que la température de surface ainsi obtenue est celle qui correspondrait au terme source,

$$U = \frac{\beta \phi_0}{2 k_f \pi a^2}$$

ce qui revient à considérer l'énergie uniformément répartie dans toute la fibre de rayon a .

L'approximation ainsi réalisée est de l'ordre de 3 % (fig. II-4)

$$\frac{|T_{S \text{ approché}}| - |T_S|}{|T_S|} \approx 3\%$$

Dans ce cas la relation d'étalonnage II-34 se réduit à

$$\beta \phi_0 = \frac{1}{\gamma_e} \frac{\rho_f C_f}{\rho_F C_F} \frac{a^2}{\pi a_F^4} I^2 \quad (\text{II.35})$$

où a est le rayon extérieur de la fibre et a_F celui du fil.

Dans le domaine des basses fréquences, la longueur de diffusion dans la fibre reste petite devant son rayon et cette relation est valable. En pratique, il faut effectuer la mesure à quelques dizaines de hertz.

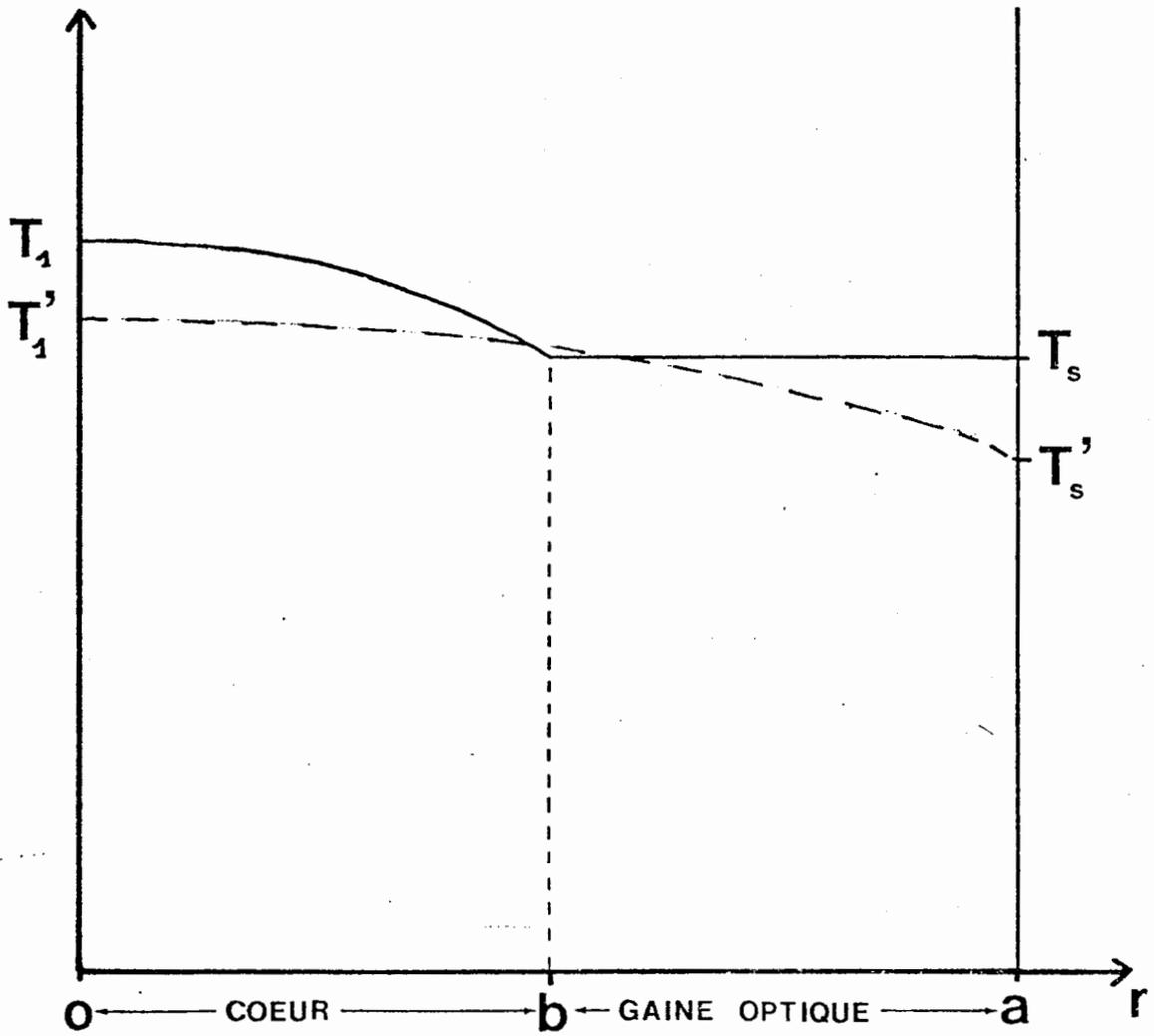


figure .II.4 : repartition de temperature dans la fibre.

La relation d'étalonnage (II-35) nécessite la connaissance des capacités calorifiques par unité de volume ρC du fil et de la fibre qui peuvent être déterminées par des méthodes microcalorimétriques.

Il faut par contre remarquer qu'elle est indépendante de la conductivité thermique difficile à mesurer sur un échantillon aussi fin par des méthodes classiques (31) ce qui est discuté au chapitre I.

On peut enfin remarquer que la mesure du coefficient d'absorption β passe par celle de $\beta\phi_0$ donc de ϕ_0 .

En conclusion, la mesure du coefficient d'absorption β doit se faire à faible fréquence (quelques dizaines de Hz).

Elle consiste à égaliser les signaux obtenus dans le cas de la fibre et du fil. Dans ce cas, il y a, égalité des températures de surface des deux échantillons et le produit $\beta\phi_0$ est relié à la valeur efficace de l'intensité I du courant qui parcourt le fil par la relation (II-35) : $\beta\phi_0 \propto I^2$

Cette mesure de β se fait donc par l'étude de l'amplitude du signal photoacoustique. Comme le montre l'expression (II-29) ou (II-31) ce signal est déphasé par rapport à la modulation de la lumière. Nous présentons maintenant une étude plus détaillée du signal photoacoustique.

II-4-1-4 - Caractéristiques de l'amplitude du signal photoacoustique a pour une fréquence donnée.

L'amplitude de la température de surface et par suite l'amplitude du signal proportionnelle à la quantité $\beta\phi_0/S$

(relations II-7 et II-22) c'est-à dire à la densité d'énergie perdue par absorption dans la fibre.

Le guidage de la lumière à l'intérieur de l'échantillon constitue un avantage considérable car la source de chaleur est contenue dans un volume de très faible section S (diamètre de l'ordre de $120 \mu\text{m}$). Bien que le coefficient d'absorption β soit faible, de l'ordre de 10^{-5} cm^{-1} ou $4,3 \text{ dB/km}$, ceci autorise, pour des flux ϕ_0 facilement disponibles au laboratoire, soit quelques centaines de milliwatts, des densités d'énergie importantes (10^4 W/cm^3). Pour de telles densités d'énergie, l'élévation de température modulée est environ $10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}$ (pour une fréquence voisine de 100 Hz) ce qui laisse envisager une mise en oeuvre expérimentale (21).

Il faut noter ici que la limite de détectabilité de la méthode concerne le produit $\beta\phi_0$. La présence de sources puissantes à la longueur d'onde où l'on désire mesurer le coefficient d'absorption $\beta(\lambda)$ fait reculer le seuil pour cette grandeur.

b) Variation de l'amplitude du signal en fonction de la fréquence

Il est maintenant bien connu que l'amplitude du signal photoacoustique est une fonction décroissante de la fréquence de modulation et ce en dehors des zones de résonance acoustique de la cellule. La décroissance est explicable simplement. D'un premier point de vue, quand ν augmente, la longueur de diffusion thermique dans la fibre diminue de sorte que la température de surface diminue et entraîne la chute du signal photoacoustique (14). D'une autre façon, on peut remarquer que dans le gaz aussi, la longueur de diffusion thermique diminue. Le piston gazeux du modèle R.G., par ses dilatations alternatives, induit des variations de pression dans le reste du gaz ; une

diminution de son volume entraîne donc une chute de l'amplitude des variations de pression qui représentent le signal photoacoustique.

Pour la simplicité de l'étalonnage, imposée par une longueur de diffusion thermique inférieure au rayon de la fibre, la fréquence de modulation doit être de quelques dizaines de hertz. Les variations de la pression en fonction de la fréquence $\nu = \omega/2\pi$ sont représentées sur la figure (II-5) variant de 1 Hz à 100 Hz. Elle montre que l'amplitude de $p(R)$ est proportionnelle à $\omega^{-\alpha_0}$ ce qui peut s'exprimer par :

$$\text{Log } |p| = -\alpha_0 \text{ log } \omega + \text{cte.}$$

La pente α_0 de cette droite dépend en particulier des paramètres thermiques de la fibre K_f , C_f et de sa masse volumique ρ_f par la seule combinaison $K_f/\rho_f C_f$ de ces trois grandeurs. La pente α_0 dépend donc de la diffusivité thermique χ_f de la fibre. Notons que pour des valeurs de χ_f faibles (inférieures à $3 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$), la courbe $\text{log } p = f(\text{log } \nu)$ n'est plus une droite (figure II-6). Il a par contre été vérifié que les paramètres élastiques de la fibre (module d'Young, coefficient de Poisson) n'influent pas en général sur le signal à la suite des hypothèses faites concernant la rigidité de l'échantillon et le découplage des équations thermoélastiques (II-3 et II-4).

Le calcul complet tenant compte du couplage (annexe 3) est en accord avec ce résultat et valide, s'il était nécessaire ces hypothèses.

.../...

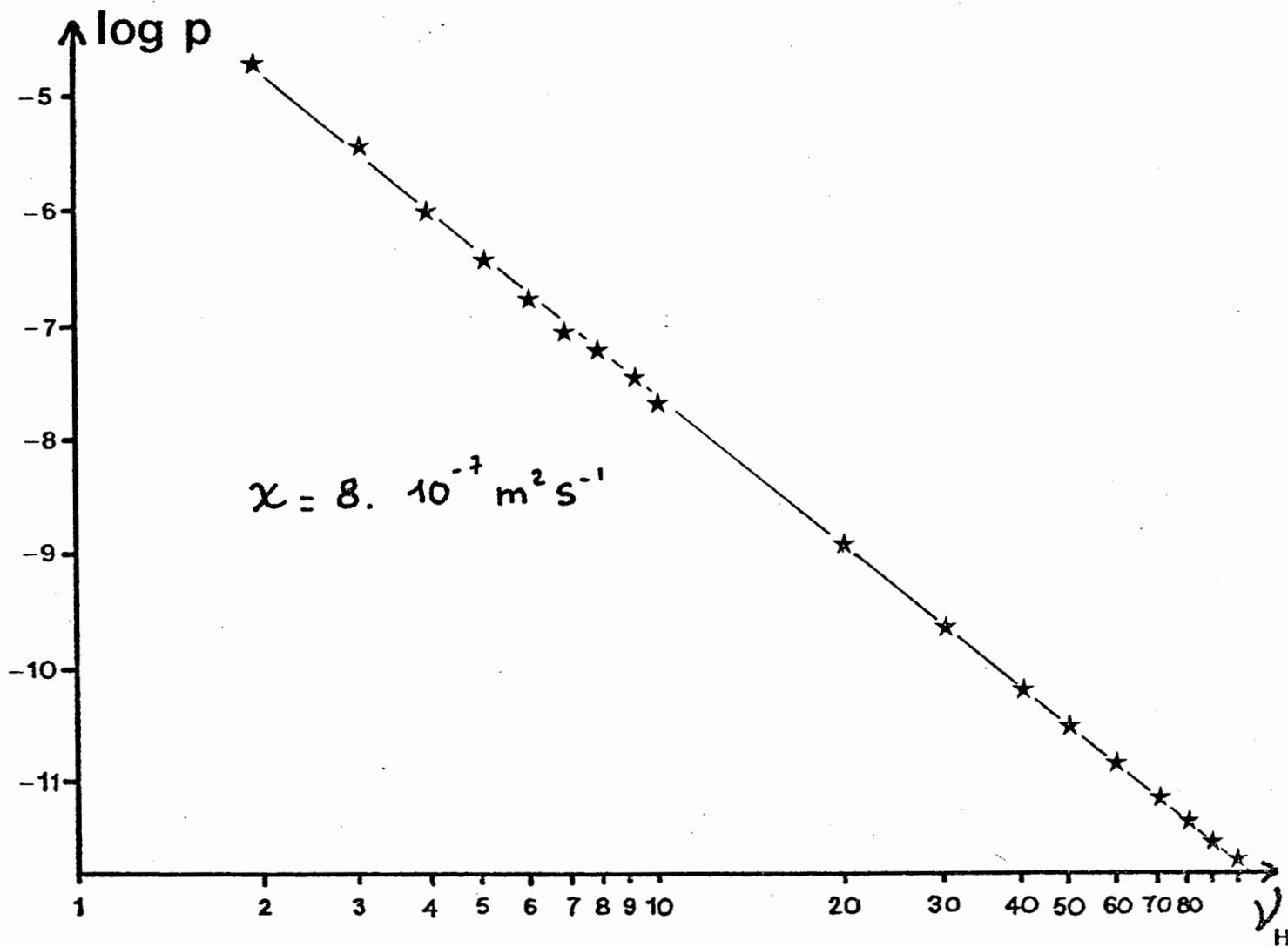


figure II.5.

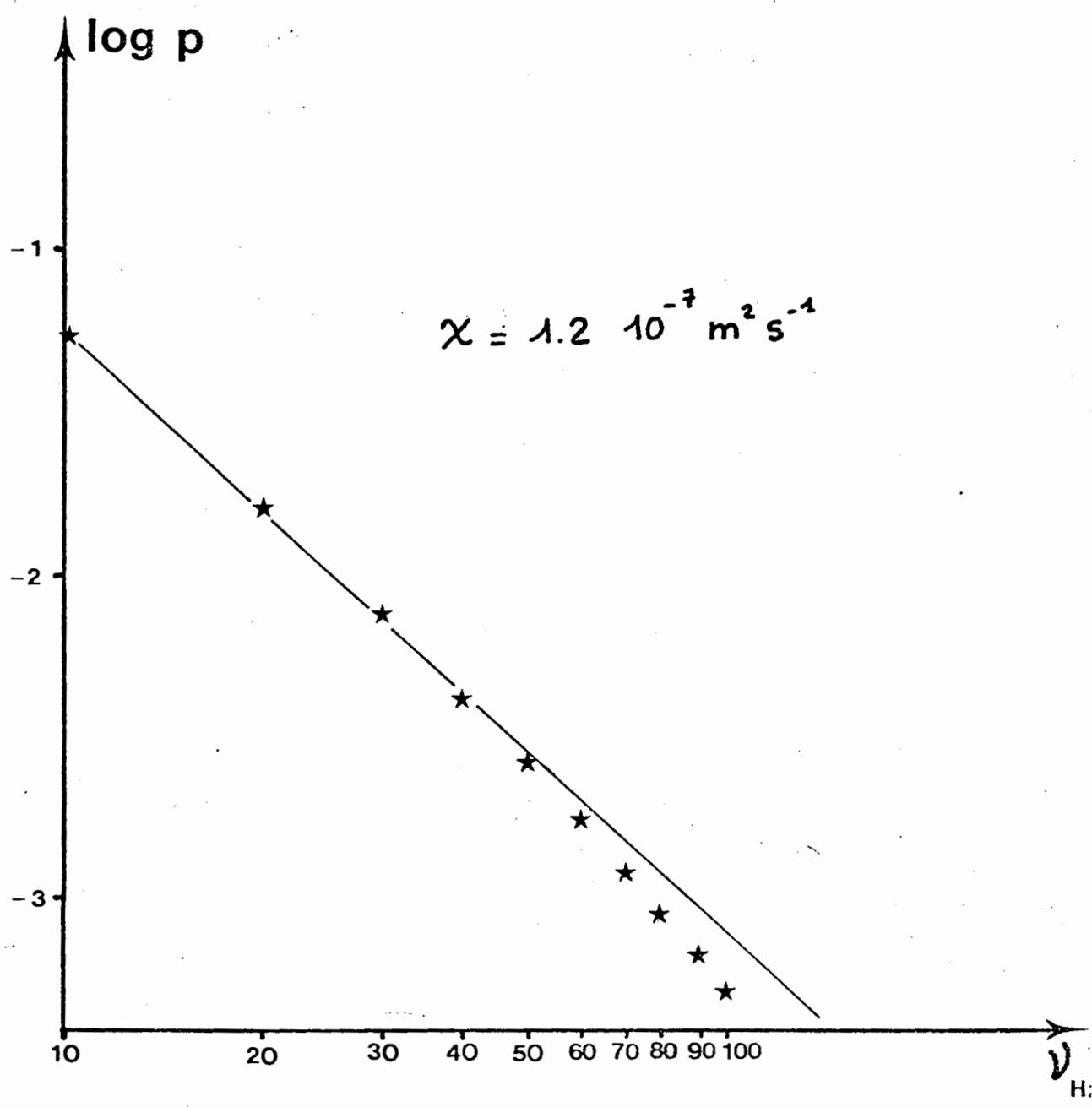


figure II. 6

II-4-1-5 - Etude du déphasage du signal en fonction de la fréquence

La source de chaleur créée par absorption de lumière se trouve dans le coeur de la fibre. Aussi, cette chaleur doit diffuser à travers la gaine optique avant d'atteindre le gaz. Lorsque cette source est modulée, il apparaît donc un déphasage φ entre la modulation de la lumière et le signal photo-acoustique.

La phase de la pression p , reliée à T_s est représentée en tant que fonction de la racine carrée de la fréquence $\sqrt{\nu}$ sur la figure II-7, pour différentes valeurs de la diffusivité thermique α_f de l'échantillon.

Pour une valeur fixée de la diffusivité, il apparaît qu'au dessus d'une certaine fréquence, que nous appellerons fréquence caractéristique $\nu_c(\alpha_f)$, la phase φ est une fonction linéaire de $\sqrt{\nu}$.

Ce comportement est intimement lié à la répartition de température à l'intérieur de la fibre. Au-delà de quelques dizaines de Hz, celle-ci ne peut plus être considérée comme uniforme car la longueur de diffusion thermique dans la silice devient inférieure au rayon de la fibre.

Plus précisément, la répartition de température $T(r)$ dans la gaine optique est la combinaison linéaire d'une fonction $Ber(\sigma_f r)$ et d'une fonction $Ker(\sigma_f r)$ qui sont la représentation mathématique d'une onde thermique réfléchie sur l'interface gaine-gaz et d'une onde thermique sortante.

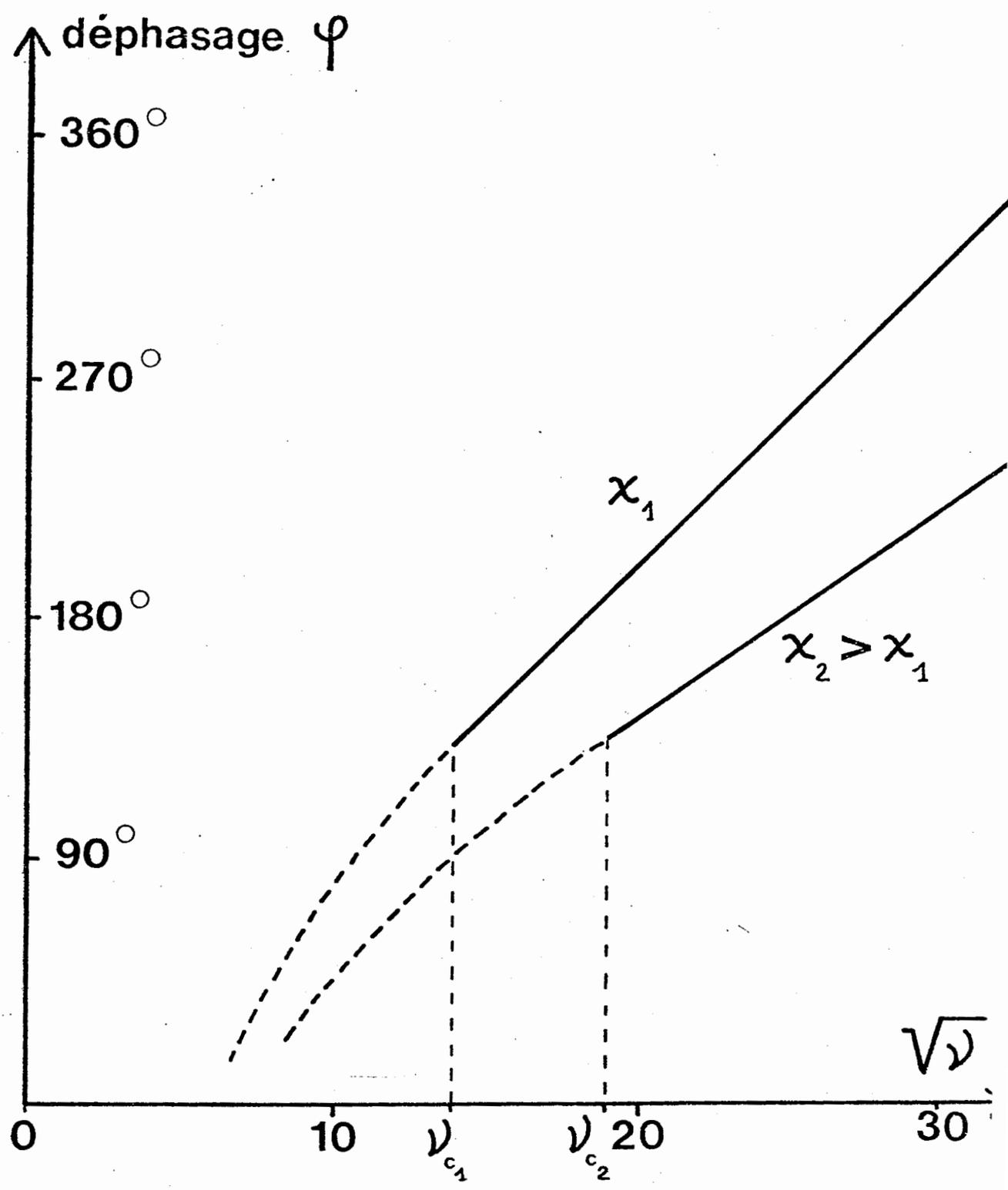
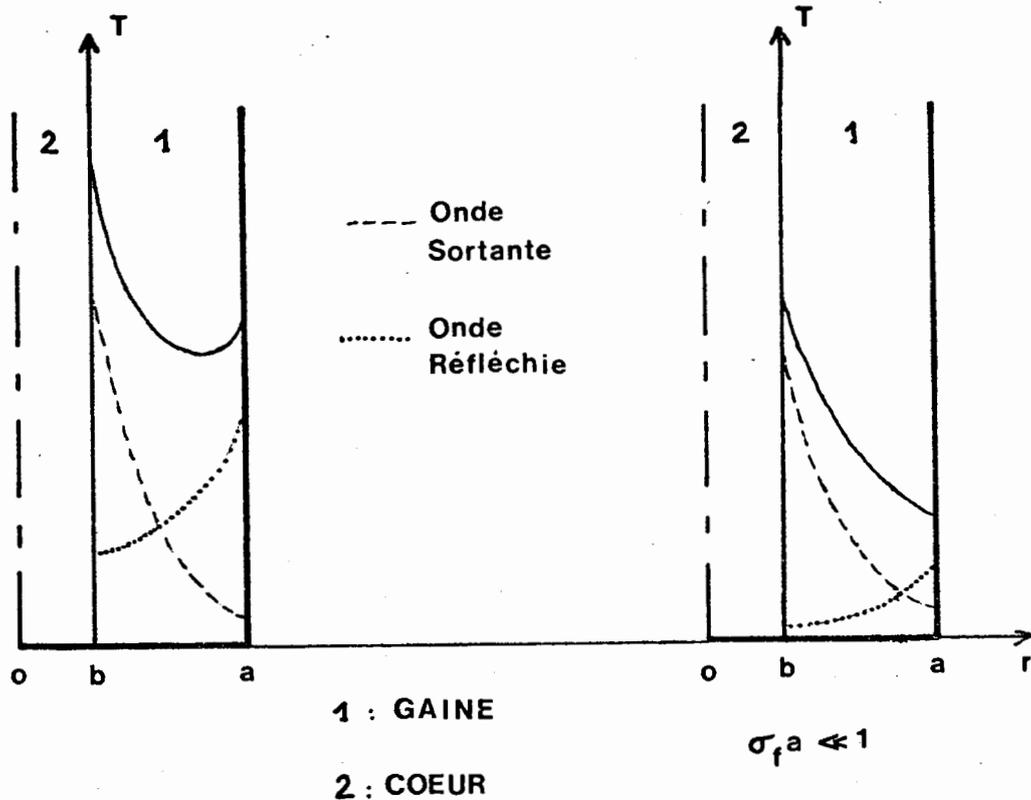


figure II. 7



Lorsque la fréquence augmente, au-delà de la fréquence caractéristique ν_c , la longueur de diffusion thermique $\sqrt{\frac{\alpha_f}{2\pi\nu}}$ qui caractérise l'amortissement de l'onde thermique sortante devient petite devant l'épaisseur $(a - b)$ de la gaine optique. La très faible amplitude de l'onde sortante à la surface de la fibre donne alors naissance à une onde réfléchie ($\text{Ber}(\sigma_f r)$) d'amplitude négligeable. En conséquence, la phase du signal est imposée par celle de l'onde sortante $\text{Ker}(\sigma_f r)$ et, la longueur de diffusion thermique $1/\sigma_f$ étant petite devant l'épaisseur $(a - b)$ l'argument $\sigma_f r$ est inférieur

à l'unité. Dans ce cas (28) :

$$e^{i\omega t} \text{Ker}(\sigma_f r) \sim e^{-i\frac{\pi}{4}} \frac{e^{-\frac{\sigma_f r}{\sqrt{\nu}}}}{\sqrt{2\pi\sigma_f r}} e^{i(\omega t - \frac{\sigma_f r}{\sqrt{\nu}})} \quad (\text{II-36})$$

Cette expression est celle d'une onde cylindrique divergente dont la phase est proportionnelle à la racine

$$\frac{\sigma_f r}{\sqrt{\nu}} = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha_f}} \sqrt{\nu} r$$

carrée de la fréquence $\sqrt{\nu}$. Il est à noter qu'on retrouve ici la phase d'une onde thermique dans le cas unidimensionnel pour lequel de tels résultats ont été soulignés théoriquement et observés expérimentalement (24). L'expression (II-36), qui a l'intérêt de justifier le comportement de $\varphi(\sqrt{\nu})$ déterminé numériquement a de plus l'avantage de souligner le fait que la pente de la droite $\varphi(\sqrt{\nu})$ est une fonction de la diffusivité thermique α_f de la fibre et plus précisément de $1/\sqrt{\alpha_f}$. Ce résultat qui apparaissait qualitativement sur la figure (II-7) permet donc de mettre au point une méthode de mesure de la diffusivité thermique de la fibre. Une étude expérimentale du déphasage φ entre le signal et la modulation en fonction de la fréquence ν pour des valeurs supérieures à la fréquence caractéristique ν_c (de l'ordre de 200 Hz), permet de déterminer la pente de la droite $\varphi(\sqrt{\nu})$ et ainsi d'atteindre la diffusivité de la fibre α_f à l'aide de la droite donnée en figure (II-8).

Il faut remarquer que cette méthode consiste en fait en un ajustement numérique de la pente de $\varphi(\sqrt{\nu})$ basée sur un modèle. Cependant, si l'intervention d'un modèle était gênante pour la mesure de l'amplitude du signal, elle ne l'est pas pour la phase car l'origine de celle-ci tient dans la diffusion de la

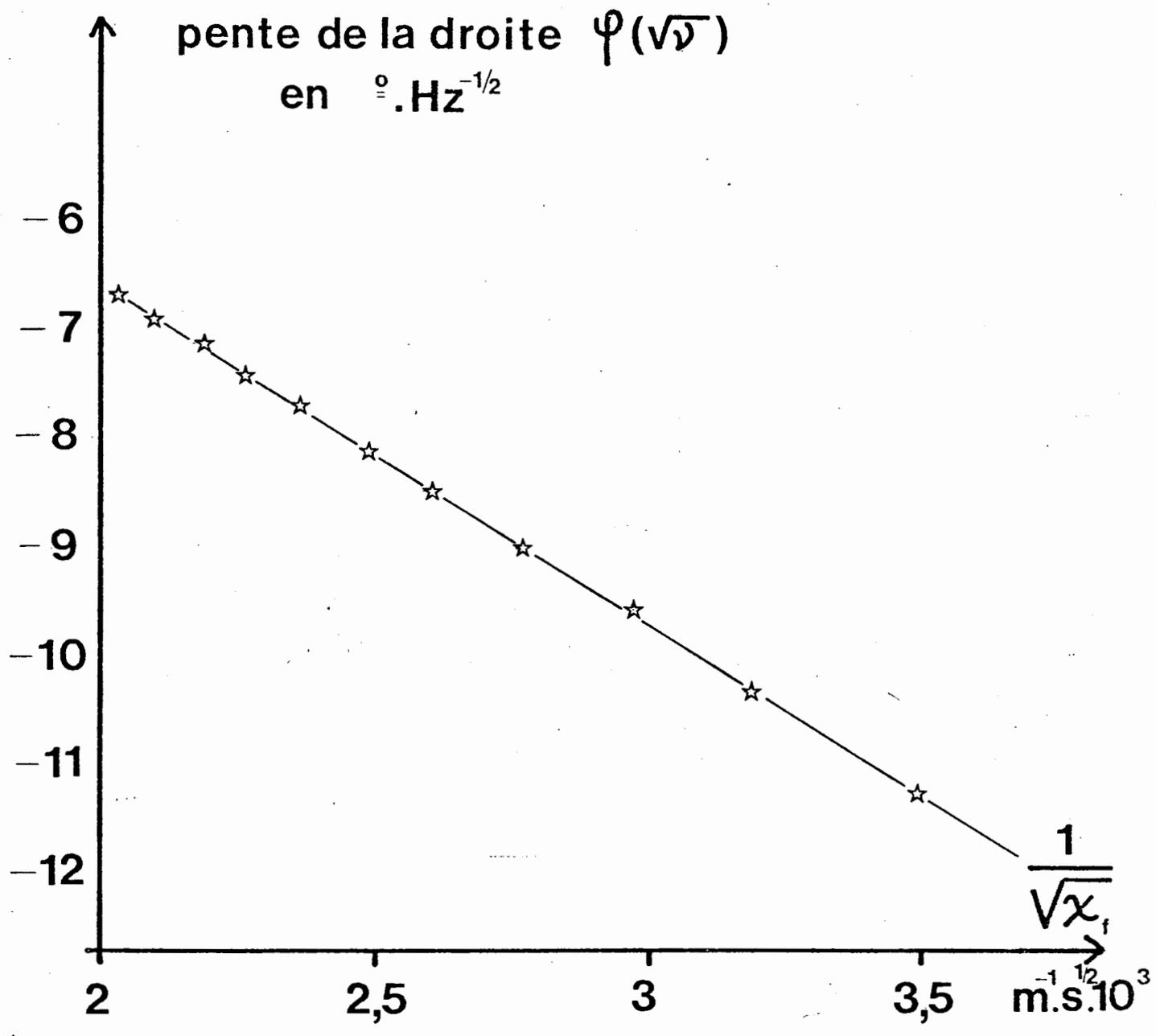
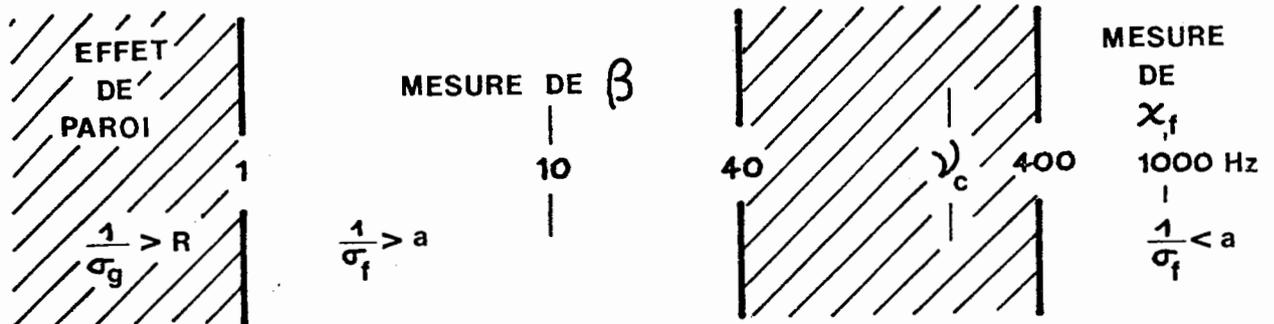


figure II.8

chaleur, phénomène physique indispensable à l'élaboration d'un modèle pour l'effet photoacoustique.

Le domaine de fréquences à explorer pour l'étude de la phase en vue de la mesure de la diffusivité thermique χ_f est disjoint de celui concerné par la mesure du coefficient d'absorption β . Ceci peut-être résumé par le schéma suivant :



Enfin, si la méthode proposée ici permet de discriminer les causes d'atténuation dans la fibre optique (principalement absorption et diffusion Rayleigh), il est nécessaire de vérifier que la lumière diffusée n'intervient pas. Cependant, il est néanmoins évident qu'une partie de la lumière diffusée, si ce n'est la totalité, est absorbée par la paroi de la cellule. De cette façon, la lumière diffusée peut donner lieu à un signal de pression cohérent avec la modulation.

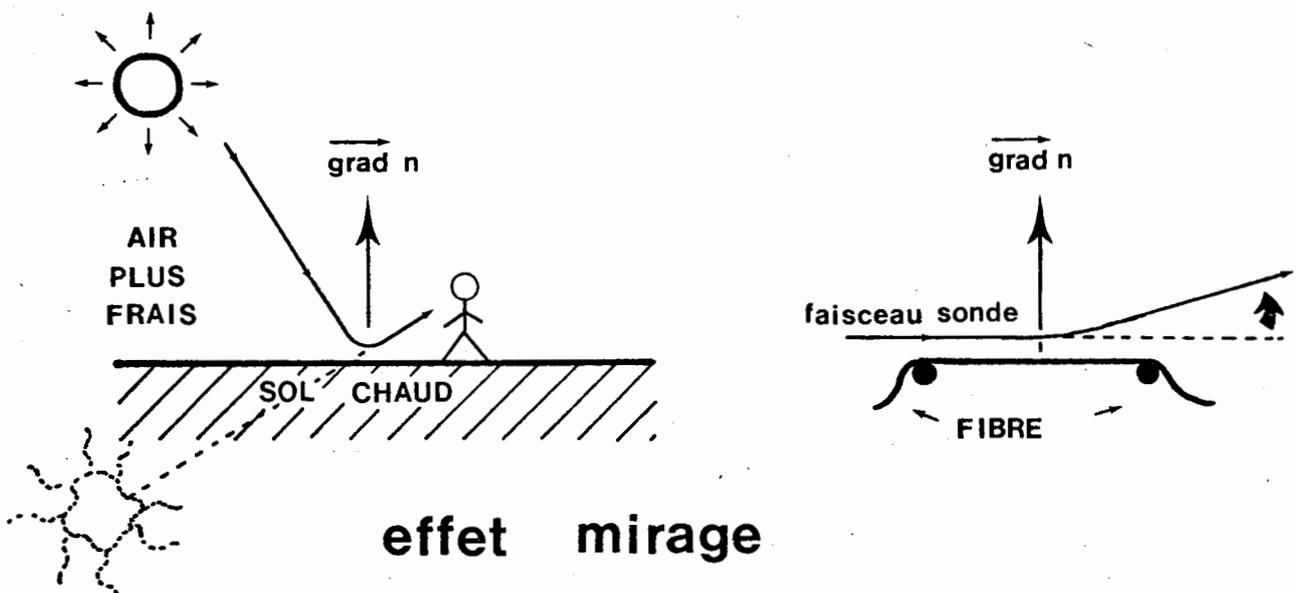
La diffusion peut encore intervenir si de la lumière est absorbée par la membrane du microphone servant à détecter le signal. L'influence négligeable de cette lumière diffusée sera précisée quantitativement lors de la présentation des

résultats expérimentaux du chapitre III. Nous présentons maintenant une autre méthode de détection indépendante de la lumière diffusée par nature et basée sur l'effet mirage.

II-4-2 Détection utilisant l'effet mirage.

La fibre optique, ou plus exactement son coeur, chauffée périodiquement à la fréquence ν par absorption de lumière subit des variations de température T_s à sa surface induisant ainsi une répartition de température inhomogène $T(r)$ dans le gaz.

Cette inhomogénéité, caractérisée par un gradient radial de température induit un gradient d'indice qui lui est proportionnel. La méthode de photodéviation (ou "effet mirage") consiste donc à étudier la déviation d'un faisceau sonde (Laser He-Ne le plus fréquemment) par ce gradient d'indice.



II-4-2-1 Expression de la déviation photothermique

Le gradient d'indice existant dans le milieu environnant est de façon évidente :

$$\frac{dn}{dr} = \frac{dn}{dT} (p_0, T_0) \frac{dT}{dr}$$

Les variations de température et de pression étant faibles la quantité $\frac{dn}{dT}$ sera supposée constante. Elle peut cependant varier fortement suivant la nature du milieu (gaz, liquide ou solide ; de 10^{-6} à $10^{-4}/^{\circ}\text{C}$) (32). L'expression de la répartition de température dans le gaz en ce qui concerne la fibre est :

$$T(r) = \frac{T_s}{\text{Ker}(\sigma_g a)} \text{Ker}(\sigma_g r)$$

Par suite, le gradient d'indice a pour expression :

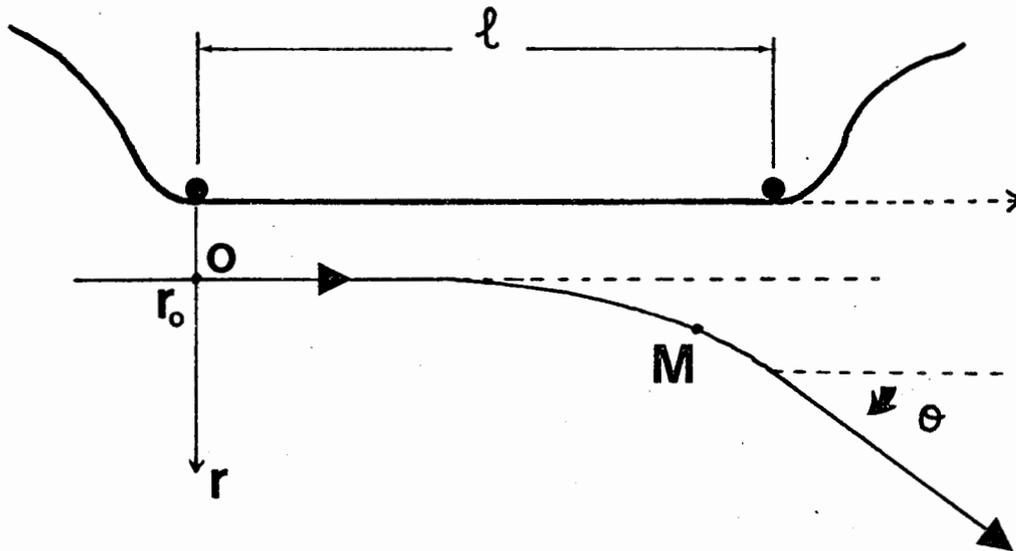
$$\frac{dn}{dr} = \frac{\sigma_g T_s}{\text{Ker}(\sigma_g a)} \frac{dn}{dT} \text{Ker}'(\sigma_g r) \quad (\text{II. 37})$$

On peut donc à l'aide de l'expression (II-37) évaluer la trajectoire d'un rayon lumineux donnée par l'équation du rayon (33) :

$$\frac{d}{ds} \left(n(s) \frac{d\vec{om}}{ds} \right) = \vec{\text{grad}} n \quad (\text{II. 38})$$

avec les notations du schéma ci-dessous et où s désigne l'abscisse curviligne le long du rayon.

Il faut immédiatement préciser l'ordre de grandeur des déviations observées qui sont voisines de 0,3". La longueur d'interaction l'étant de 70 cm, ces déviations représentent des déplacements de 1 μm à la distance $z = 1$.



Il apparait alors raisonnable de confondre l'abscisse curviligne s avec z .

$$s \simeq z$$

et de supposer que sur la trajectoire du rayon lumineux, à la fois n et $\frac{dn}{dr}$ sont constants et valent respectivement

$$n(r_0) \quad \text{et} \quad \left(\frac{dn}{dr}\right)_{r=r_0}$$

Compte-tenu de ces expressions et de la relation mathématique

$$\sin \theta = \frac{dr}{ds} \simeq \theta$$

l'équation du rayon (II-38) devient :

$$d(m\theta) = \left(\frac{dn}{dr}\right)_{r_0} dz$$

ce qui entraîne par intégration

$$\theta = \theta_0 + \frac{l}{n} \left(\frac{dn}{dr}\right)_{r_0}$$

θ_0 représente l'angle du rayon avec la fibre dans le plan $z = 1$ et la quantité $\Theta = \frac{\rho}{n} \left(\frac{dn}{dr} \right)_{r_0}$ est la déviation par rapport à cette direction initiale utilisant l'expression (II-37) du gradient d'indice on est alors conduit à la relation :

$$\Theta(r_0) = \sigma_s T_s \frac{\rho}{n} \frac{dn}{dT} \frac{\text{Ker}'(\sigma_s r_0)}{\text{Ker}(\sigma_s a)} \quad (\text{II. 39})$$

Une nouvelle fois, cette expression exprime que, pour une géométrie fixée et un gaz donné, le signal est déterminé par la température de surface de la fibre. Ceci permet d'envisager une exploitation des signaux photoacoustique et photothermique identiques.

L'amplitude $|\Theta|$ permettra d'atteindre le coefficient d'absorption β à la suite de l'étalonnage proposé précédemment. Cette technique a le mérite d'être insensible par nature à la lumière diffusée et ses résultats expérimentaux confirment ceux de la méthode photoacoustique (ch. III). L'étude du déphasage φ_0 entre Θ et la modulation permettra de mesurer χ_f par la technique proposée au paragraphe précédent à condition toutefois d'utiliser un détecteur de déviation ayant une bande passante suffisamment élevée comme une photodiode à quadrans.

II-4-2-2 Variations de la déviation photothermique avec la fréquence de modulation

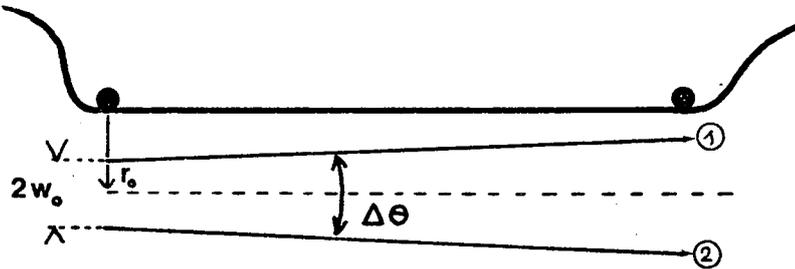
Les variations de la phase φ_0 en fonction de la fréquence n'ont par fait l'objet d'une étude particulière. En effet, l'examen des expressions (II-35) de p et (II-39) de Θ montre que les parties complexes des deux signaux ont même forme et donc que leurs phases respectives se comportent de la même façon en fonction de la fréquence.

Il apparaît donc avantageux de se placer à basse fréquence (T_s élevée) et près de la fibre (diminuer r_0) pour disposer d'un gradient de température important. Malheureusement, si on peut diminuer la fréquence, on ne peut se rapprocher à volonté de la fibre du fait du diamètre non nul du faisceau sonde.

II-4-2-3 Influence de l'étendue du faisceau sonde.

La relation (II-39) qui exprime la déviation d'un rayon lumineux est suffisante pour étudier les variations du signal photo thermique tant en amplitude qu'en phase, avec la fréquence. Elle risque cependant de devenir insuffisante pour une estimation absolue du signal. Il faudrait en effet, définir la déviation d'un faisceau gaussien (faisceau sonde He-Ne) qui ne peut-être rigoureusement considéré en termes de rayons géométriques. L'étude de ce problème relativement délicat ne sera pas abordée ici car l'étalonnage du système à l'aide d'un fil chauffant permet de s'en dispenser. En effet, dès lors qu'on utilise le même faisceau sonde, lorsque (pour r_0 fixé) les deux signaux donnés par la fibre d'une part et le fil d'autre part sont égaux, on peut en conclure que la répartition de température dans le gaz est la même dans les deux cas. Ceci implique alors l'égalité des températures de surface des deux échantillons et l'utilisation de la relation d'étalonnage II-35 permet de relier le coefficient β à l'intensité qui parcourt le fil. Les écarts au modèle du rayon utilisé pour établir la relation (II-39) peuvent cependant être simplement estimés en termes d'optique géométrique. Supposons que le faisceau sonde ait un diamètre $2w_0$ dans le plan $z = 0$ et une ouverture angulaire $\Delta\theta$ (les ordres de grandeur étant $\Delta\theta \approx 3'$ et $2w_0 = 1$ mm) et que son axe de symétrie soit parallèle à la fibre, l'influence d'un défaut de parallélisme étant envisagé plus loin.

Il apparait de façon évidente que les deux rayons extrêmes 1 et 2 ne sont pas déviés de la même quantité. Le rayon 1 qui "voit" un gradient plus important que le rayon 2 sera dévié d'un angle plus grand que le rayon 2. L'ouverture



du faisceau est donc à priori diminuée et la répartition de lumière n'a plus la symétrie de révolution. La définition de la déviation du faisceau n'est plus triviale.

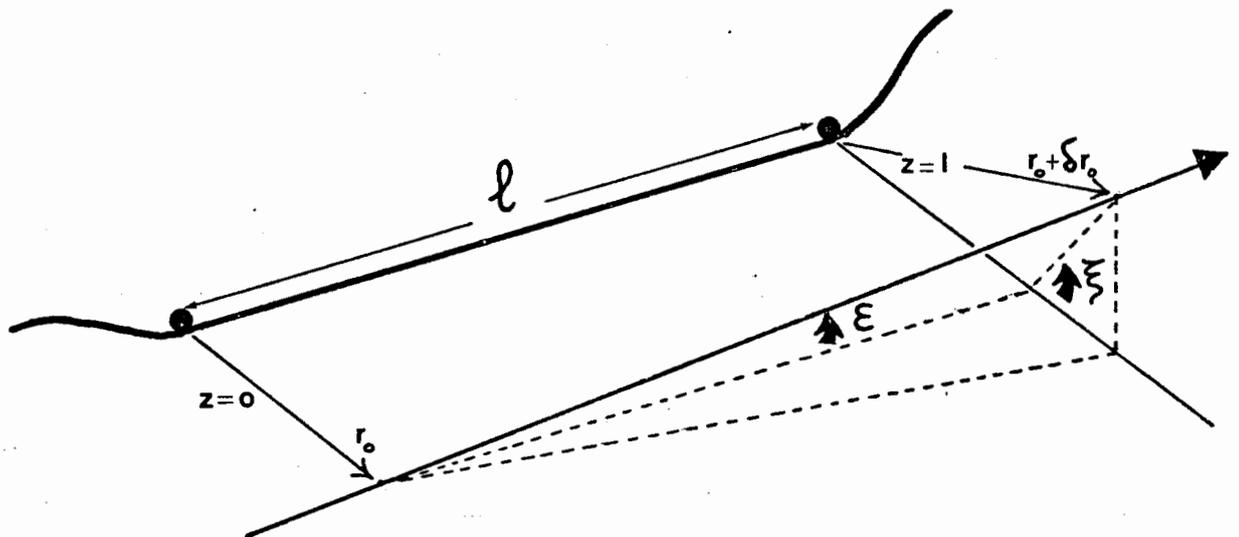
Cependant, dans le cas de la fibre, les déviations observées sont très faibles (environ 0, 3") et la forme du faisceau n'est que peu perturbée.

Considérons un rayon faisant avec la fibre un angle dans le plan $z = 0$; θ_0 vaut au plus $\frac{\Delta\theta}{2}$ soit 1,5'. Pour un angle faible comme celui-ci, on peut encore considérer le gradient d'indice constant sur la trajectoire. Le calcul qui mène à l'expression (II-39) reste donc valable et l'angle du rayon considéré avec la fibre dans le plan $z = 1$ est $\theta_0 + \Theta(r)$. Par suite, la variation d'ouverture angulaire est donc

$$\delta(\Delta\theta) = \Theta(r_0 - w_0) - \Theta(r_0 + w_0) \quad . \text{ Bien que}$$

(pour $r_0 = 2\text{mm}$ et $2w_0 = 1\text{mm}$) $\Theta(r_0 - w_0)$ puisse être 3,5 fois plus grand que $\Theta(r_0 + w_0)$, $\delta(\Delta\theta)$ reste inférieur à la seconde d'arc et peut donc être négligé devant $\Delta\theta$. Ceci appuie les affirmations précédentes, le faisceau sonde n'est que peu modifié et le calcul suivant les lois de l'optique géométrique donne une bonne approximation de la déviation.

Dans l'hypothèse où on se limite au modèle utilisant un seul rayon, la longueur d'interaction l étant plus grande que dans les expériences habituelles de photodéflexion (20), il faut veiller au réglage du parallélisme initial du rayon et de la fibre. Dans ce cas où il n'en est pas ainsi, le rayon est repéré par les angles ϵ et ξ du schéma suivant.



En l'absence du gradient d'indice, au bout de la distance l , la distance du rayon à la fibre est $r_0 + \delta r_0$ avec

$$(r_0 + \delta r_0)^2 = (r_0 + l\epsilon \cos \xi)^2 + (\epsilon l \sin \xi)^2$$

soit

$$\delta r_0 = \epsilon l \cos \xi + \frac{(\epsilon l)^2}{2r_0} \quad (\text{II.40})$$

Cet écart est maximum quand $\xi = 0$ c'est-à-dire quand le rayon et la fibre sont dans le même plan.

On choisira alors sur E un critère de réglage de sorte que cet angle entraîne un défaut de parallélisme δr_0 inférieur au diamètre $2w_0$ du faisceau. Envisageant les deux cas extrêmes $\xi = 0$ et $\xi = \frac{\pi}{2}$, les limites sont

$$E_{MAX}^1 = \frac{2w_0}{\ell} \quad (\xi = 0) \quad \text{et} \quad E_{MAX}^2 = \frac{2\sqrt{w_0 r_0}}{\ell} \quad (\xi = \frac{\pi}{2})$$

Pour $r_0 = 2\text{mm}$, distance à laquelle le gradient d'indice est encore intense, ces deux limites sont égales à 5' ce qui représente un défaut δr_0 de 1mm. Expérimentalement ce réglage peut-être respecté sans majeure difficulté. Rappelons pour terminer que dès l'instant qu'on réalise la même géométrie pour la fibre et le fil, la méthode de l'étalonnage permet d'éviter ces problèmes.

II-5 Conclusion

Il ressort de ce qui précède que ces deux méthodes des caractères différents mais qui ont un rôle complémentaire. Tout d'abord se pose le problème de la symétrie du dispositif. La symétrie de révolution est parfaitement conservée dans le montage utilisant la cellule et dans le cas, la substitution du fil à la fibre en vue de l'étalonnage est facile. Par contre, utilisant l'effet mirage, il faut prendre soin de placer le fil à la même distance que la fibre, du faisceau et le réglage du parallélisme, du fait de la longueur d'interaction, est rendu de première importance. Ces difficultés, en comparaison de la méthode photoacoustique, viennent du fait que la symétrie du faisceau sonde et celle de la fibre (ou du fil) ne sont pas identiques.

Cet inconvénient ne doit pas masquer l'avantage essentiel de la méthode photothermique (19) qui est l'indépendance envers la lumière diffusée par l'échantillon. Elle permettra de confirmer la faible influence de la lumière diffusée dans la cellule qui pourrait devenir prépondérante par exemple dans le domaine U.V.

De plus, cette méthode paraît tout à fait adaptée à la caractérisation tant du point de vue de l'absorption que des paramètres thermiques des guides optiques plans. En effet, l'avantage du guidage de la lumière dans de faibles épaisseurs (quelques longueurs d'onde optique) permet d'obtenir des densités d'énergie importantes et d'envisager l'utilisation de méthodes photothermiques comme dans le cas des fibres mais cette fois avec une géométrie ne faisant intervenir en première approximation qu'une dimension.

Enfin, sont apparus deux domaines de fréquences de modulation de la lumière se prêtant à une exploitation expérimentale.

D'une part, le domaine des basses fréquences, caractérisé par une longueur de diffusion thermique dans la fibre grande devant son rayon, permet d'effectuer une mesure du coefficient d'absorption β de la fibre.

Cela est mené à bien en effectuant un étalonnage à l'aide d'un fil chauffé par effet Joule dû au passage d'un courant d'intensité I . L'égalité des signaux se traduisant par l'égalité des températures de surface du fil et de la fibre, ce qui conduit à la relation d'étalonnage $\beta \phi (I^2)$ (II-35).

D'autre part, pour des fréquences ν élevées (longueur

de diffusion thermique petite devant le diamètre de la fibre cette fois), l'étude du déphasage φ entre le signal et la modulation montre que $\varphi(\sqrt{\nu})$ est une droite dont la pente est étroitement reliée à la diffusivité thermique χ_p de la fibre autorisant par là même une mesure de ce paramètre.