

Simulation numérique de la propagation d'ondes acoustiques dans un système de contrôle non destructif en immersion locale*

par D. VIOLETTE, Ph. BLANC-BENON, D. JUVÉ, Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, U.A. C.N.R.S. 263, École Centrale de Lyon, BP 163 - 69131 Écully Cedex
H. TRETOUT, R. DE MOL, Service C.T.N.T.F., A.M.D.-B.A., BP 300 - 92214 Saint-Cloud, Cedex

Résumé

Le système de contrôle non destructif est composé d'un transducteur ultrasonore (2-10 MHz) placé sur l'axe d'une buse convergente. Ce dispositif est alimenté en eau de façon à produire un jet quasi laminaire dirigé sur la pièce à contrôler qui sert de guide d'onde et d'adaptateur d'impédance. On a étudié numériquement la propagation des ondes acoustiques dans ce système à l'aide d'un modèle bidimensionnel utilisant l'approximation géométrique. La source est discrétisée en éléments de longueur voisine de deux fois la longueur d'onde et dont les diagrammes de directivité servent à calculer l'énergie portée par chaque rayon. On construit des cartographies du champ acoustique dans le convergent et le jet d'eau que l'on peut comparer à des visualisations Schlieren effectuées au laboratoire de contrôle non destructif des AMD-BA.

NUMERICAL SIMULATION OF ACOUSTIC WAVES PROPAGATION IN A WATER SQUIRTER SYSTEM USED IN NON DESTRUCTIVE TESTING

Abstract

This paper describes a water squirter system to be used in ultrasonic non destructive evaluation of composite materials. The system is composed of an ultrasonic transducer (2-10 MHz) centered on the axis of a converging nozzle. This apparatus is water fed as to produce a quasi laminar jet which acts both as a waveguide and as an impedance adapter.

A numerical two dimensional model of the system was performed. The acoustic wave propagation in the confined field was computed from a ray method in conjunction with a partitioning of the transducer in the form of an array of radiative elements. The length of each elementary source is about twice the wavelength and the energy of each ray is function of the directivity of its radiative element.

A mapping of the acoustic field inside the nozzle and the water jet was computed in order to evaluate the influence of the main parameters like the shape of the nozzle, the impedance of the inner walls, and the wave frequency. Results were compared to measurements made in the non destructive testing laboratory of AMD-BA.

1. INTRODUCTION

L'utilisation croissante des matériaux composites dans la construction aéronautique conduit à l'élaboration de nouveaux procédés de contrôle par ultrasons notamment lorsque les méthodes conventionnelles en immersion totale ne permettent plus de travailler dans de bonnes conditions. En effet, les pièces de grandes dimensions à géométrie complexe, les composites à faible densité plus légers que l'eau ou encore

les structures de type "sandwich" posent des problèmes d'immersion en piscine. On a alors recours au système dit "à jet d'eau".

Il se compose essentiellement d'un transducteur circulaire placé coaxialement dans un convergent cylindrique alimenté en eau et projetant un jet quasi laminaire sur la pièce à contrôler. La stabilité de ce jet étant déterminante sur la qualité du signal ultrasonore, une analyse rhéoelectrique de l'écoulement a permis de dessiner des chambres de tranquillisation en amont, d'optimiser les alimentations en eau et de déterminer des profils convenables pour le convergent. L'étude présentée ici a pour but de décrire le comportement des ondes ultrasonores dans ces buses puis de rechercher les conditions optimales de travail afin de déterminer le compromis idéal entre la partie acoustique et la partie mécanique des fluides.

On a développé une méthode de calcul des champs rayonnés en utilisant l'approximation géométrique dans un espace bidimensionnel. La source sonore est modélisée par une ligne et l'espace de calcul est délimité par le profil de la buse et du jet d'eau associé, les fréquences d'excitation allant de 1 à 10 MHz (longueur d'onde petite devant la longueur de la source). Il est alors nécessaire de discrétiser le domaine source pour décrire le champ proche et établir les diagrammes de directivité à l'aide des approximations de champ lointain. La principale difficulté réside ensuite dans la prise en compte des conditions aux limites, le domaine étant considéré comme semi-infini devant l'entrée de la buse et possédant une discontinuité d'impédance à la sortie dans le jet d'eau. La méthode des rayons s'avère bien adaptée à ce type de problème car il suffit de calculer les trajectoires des rayons réfléchis par les parois et l'énergie véhiculée sur ces trajectoires compte tenu d'une absorption aux points d'impacts. On expose deux méthodes de calcul des rayons, l'une possible dans un domaine limité par des plans, l'autre valable également pour des profils curvilignes. On s'intéresse à la pression sonore en chaque point du domaine et les résultats sont présentés sous forme d'atténuation par rapport au maximum de la pression en espace libre pour une source donnée. Enfin, on compare des cartographies des niveaux dans la buse à des photographies réalisées sur un banc d'essai Schlieren.

2. PRINCIPE DE LA MODÉLISATION

2.1 Rayonnement d'une ligne source en espace libre

Considérons une ligne source de longueur finie, bafflée, excitée en fréquence pure et rayonnant en mode "piston" dans un milieu homogène et au repos. La pression en un point

* Communication présentée au 10ème Colloque d'Acoustique Aéronautique et Navale, Marseille, 19-21 Novembre 1986.

r est alors donnée par : [1]

$$(1) \quad P(r) = 2i\omega\rho_0v_0 \int_{-a}^{+a} g(\|r-r_0\|) dr_0,$$

où v_0 désigne la vitesse de vibration du piston, ω la fréquence angulaire, ρ_0 la masse volumique du fluide, r_0 un point de la source de longueur $2a$, g est la fonction de Green bidimensionnelle en espace libre :

$$g(\|r-r_0\|) = -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(k\|r-r_0\|)$$

où $H_0^{(1)}$ est la fonction de Hankel d'ordre zéro, c la célérité du son et k le nombre d'onde.

En champ lointain la formule (1) se simplifie considérablement si l'on utilise la forme asymptotique de $H_0^{(1)}$. On obtient :

$$(2) \quad P(r) = A \int_{-a}^{+a} e^{i(k\|r-r_0\| - \pi/4)} \|r-r_0\|^{-1/2} dr_0,$$

avec :
$$A = \rho_0 v_0 c(k/2\pi)^{1/2}$$

pour une ligne source de longueur $2a$ centrée à l'origine du repère Oxy.

Afin de pouvoir utiliser une formule telle que (2) en champ proche, nous divisons la ligne source en N éléments dont la longueur est suffisamment petite pour que l'on soit très rapidement dans le champ lointain de chaque élément.

Par chaque source, on fait l'approximation :

$$\|r_i-r_0\| \approx r_i (1 - r_i r_0 / r_i^2)$$

et
$$r_i r_0 / r_i = r_0 \sin \theta_i$$

où θ_i est l'angle entre r_i et Ox .

r_i étant la distance du point M de l'espace au centre S_i de chaque élément, on obtient pour le champ dû à la source i : [2]

$$(3) \quad P(r_i, \theta_i) = 2aA \frac{\sin X(\theta_i)}{X(\theta_i)} \exp [i(kr_i - \pi/4)] (r_i)^{-1/2}$$

avec
$$X(\theta_i) = ka \sin \theta_i.$$

Le champ total est calculé par sommation sur tous les éléments source :

$$(4) \quad P(M) = 2aA \sum_{i=1}^N \frac{\sin X(\theta_i)}{X(\theta_i)} \exp [i(kr_i - \pi/4)] (r_i)^{-1/2}.$$

Cette formule s'interprète en termes d'énergie portée par les différents rayons joignant le point d'observation au centre de chaque élément source. Notre approche consiste à utiliser ce raisonnement en présence du convergent et du jet d'eau en tenant compte des différentes réflexions possibles sur les parois.

2.2 Méthode des images

Appliquée en général à la propagation entre deux parois parallèles [3], la méthode des images peut également s'adapter au cas de parois coniques éventuellement raccordées par d'autres domaines plans.

On montre [4] que les images d'un point M par rapport à deux parois planes formant un angle θ sont situées sur un cercle centré à leur intersection C , de rayon CM . Elles sont en nombre fini si $\theta = \pi/m$ où m est un entier.

Le domaine intérieur de la buse est modélisé par trois sous-domaines raccordés (figure 1) : un tube d'entrée, un convergent conique et un tube de sortie de section inférieure au tube d'entrée. On peut alors déterminer par combinaison d'ima-

ges, toutes les trajectoires possibles joignant un point source à un point intérieur quelconque, ou du moins celles le long desquelles une énergie importante est véhiculée. En tronquant la série d'images à un ordre M suffisamment élevé, l'expression de la pression prend la forme d'une somme finie de contributions de chaque rayon.

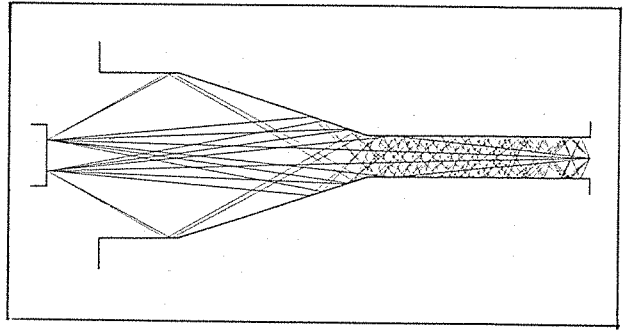


Figure 1
Tracé des rayons dans un profil plan par la méthode des images
Ray pattern computed with the image method

$$(5) \quad P(M) = 2aA \sum_{i=1}^N \left[\sum_{j=1}^M \frac{\sin(X(\theta_{ij}))}{X(\theta_{ij})} \exp [i(kr_{ij} - \pi/4)] (r_{ij})^{-1/2} \right]$$

où θ_{ij} est l'angle incident du rayon j sur la source i , r_{ij} la longueur du rayon j issu de la source i .

2.3 Méthode de tir

Dans le cas d'un domaine de géométrie quelconque la théorie des images ne s'applique plus. On calcule alors directement les trajectoires des rayons en partant d'un point quelconque à l'intérieur du domaine et en effectuant un balayage angulaire décrivant tout le profil. La buse est divisée en quatre sous-domaines : un tube d'entrée, un tube de sortie, un convergent concave puis convexe qui est réalisé par deux arcs de cercle dont les rayons sont ajustés en fonction du rapport de contraction désiré. Le profil étant connu sous forme analytique dans chaque sous-domaine, on peut déterminer simplement les intersections rayons-parois et les angles d'incidence. On suit un rayon dans sa trajectoire jusqu'à l'intersection avec la source si elle existe. Sinon on incrémente l'angle de tir et on itère. Chaque élément source reçoit un certain nombre de rayons devant correspondre à différentes réflexions aux parois (figure 2). Le nombre de rayons à considérer a été optimisé par comparaison avec les résultats de la méthode d'images dans le cas des parois planes.

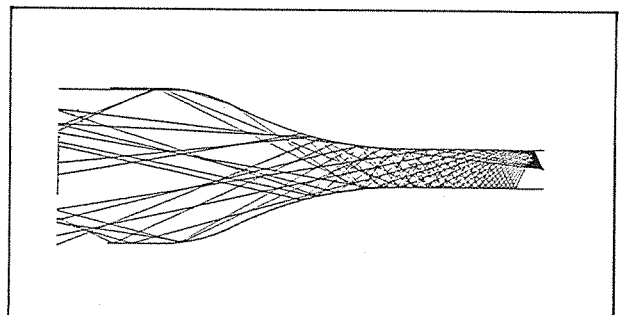


Figure 2
Tracé des rayons par la méthode de distribution
Ray pattern given by the distribution method

2.4 Prise en compte de la courbure des parois

Lors de la réflexion sur une surface convexe, le rayon de courbure de l'onde cylindrique incidente est modifié. On introduit un coefficient correctif C que l'on détermine en écri-

vant la conservation de l'énergie portée par un tube de rayons infiniment petit après réflexion, (figure 3).

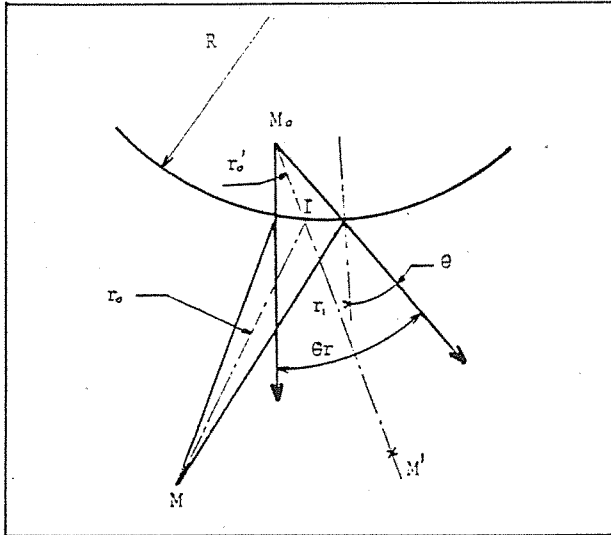


Figure 3
Réflexion d'un tube de rayons sur une surface courbe
Reflection of a ray tube on a curved surface

Soit $P(I)$ la pression sonore en un point I , intersection d'un rayon et de la paroi, R le rayon de courbure de la paroi et r_0 la distance de la source au point I , on a :

$$(6) \quad P^2(I) \theta_r r_0' = P^2(M) \theta_r (r_0' + r_1)$$

$$\text{avec : } r_0' = r_0 / (1 + 2r_0/R \cos\theta)$$

$$r_1 = IM'$$

En reportant $P(I)$ dans (2) on trouve :

$$P_c(M) = (1 + \alpha)^{-1/2} P_p(M)$$

où $P_p(M)$ est la pression calculée en considérant la paroi plane, $P_c(M)$ la pression corrigée tenant compte de la courbure et $\alpha = 2r_1/R \cos\theta (1 - r_1/r_0)$.

On définit alors le coefficient correctif F :

$$(7) \quad F = (1 + \alpha)^{-1/2}$$

F est réel positif inférieur à 1. Dans le cas d'une paroi plane, F prend naturellement la valeur 1.

Pour une surface concave le même raisonnement conduit à :

$$(8) \quad F = \left[(1 + r_1/r_0) / (1 + \alpha'(r_1/r_0)) \right]^{1/2}$$

$$\text{avec : } \alpha' = 1 + 2r_0/R \cos\theta$$

Dans ce cas, F peut devenir infini lorsque :

$$(9) \quad r_1 = r_0 R \cos\theta / (2r_0 - R \cos\theta)$$

Le lieu de l'espace où r_1 vérifie (9) est une caustique. La figure (4) donne un exemple de caustiques dues à la partie concave du convergent, lorsque la source est divisée en sept éléments. Près des caustiques la théorie géométrique est en défaut. Diverses corrections tenant compte de la diffraction peuvent être introduites (Pierce [4]) et seront envisagées ultérieurement.

2.4 Conditions limites aux parois

Pour la prise en compte des conditions limites aux parois, on considère que le front d'onde décrit par les rayons est localement plan et arrive avec une incidence θ_i sur l'interface

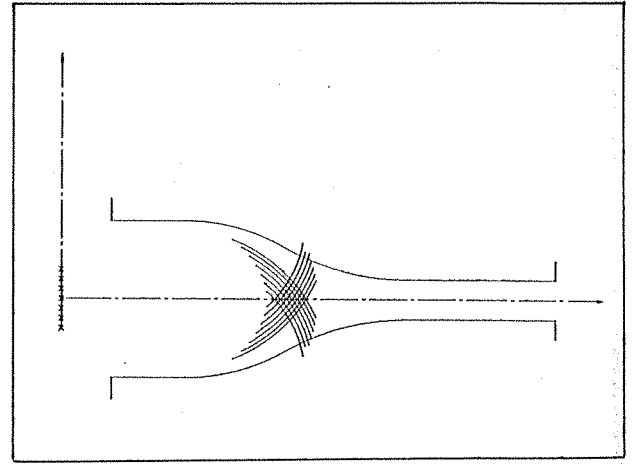


Figure 4
Tracé des caustiques générées par la partie concave de la paroi et sept éléments sources
Caustics generated by the concave wall and seven source elements

plane séparant les deux milieux liquide-solide pour l'intérieur de la buse et liquide-air pour le jet d'eau. Connaissant les propriétés acoustiques de chaque milieu et par application des conditions de continuité des contraintes et des déplacements sur la frontière, il est alors possible de déterminer complètement les caractéristiques des ondes réfléchies et transmises.

Soient ρ, c la masse volumique et la célérité des ondes dans le liquide ; ρ', c', b' la masse volumique, la célérité des ondes longitudinales et transversales dans le solide.

La loi de Snell-Descartes montre l'existence éventuelle d'angles critiques pour le front d'onde incident :

$$\frac{\sin \theta_i}{c} = \frac{\sin \theta_{TL}}{c'} = \frac{\sin \theta_{TT}}{b'}$$

où θ_i est l'angle de la direction de propagation de l'onde incidente avec la normale du lieu, θ_{TL} désigne la direction de l'onde transmise longitudinale et θ_{TT} la direction de l'onde transmise transversale.

La valeur des angles critiques θ_{CL} et θ_{CT} est alors donnée par :

$$\theta_{CL} = \text{Arc sin } (c/c') \quad \text{si } c' > c$$

$$\theta_{CT} = \text{Arc sin } (c/b') \quad \text{si } b' > c$$

Le coefficient de réflexion prend des valeurs différentes selon la valeur relative de l'angle d'incidence et des angles critiques [5]. On obtient ainsi :

$\theta_i \leq \theta_{CL}$: le coefficient de réflexion est réel et inférieur à 1.

$\theta_{CL} < \theta_i \leq \theta_{CT}$, α_r est complexe, introduisant une variation de la phase à la paroi.

$\theta_i > \theta_{CT}$, α_r est complexe de module 1 (réflexion totale).

La figure (5) donne un exemple d'évolution avec θ du coefficient de réflexion en module et en phase, dans le cas du plexiglass.

Dans le jet d'eau la condition limite appliquée est, de façon classique, $p = 0$ ce qui correspond à un déphasage de π dans l'expression de la pression lors de chaque réflexion.

3. RÉSULTATS

3.1 Evolution du niveau acoustique le long de l'axe

Des calculs ont été effectués sur différents types de buses ; deux exemples sont donnés ici, les caractéristiques des con-

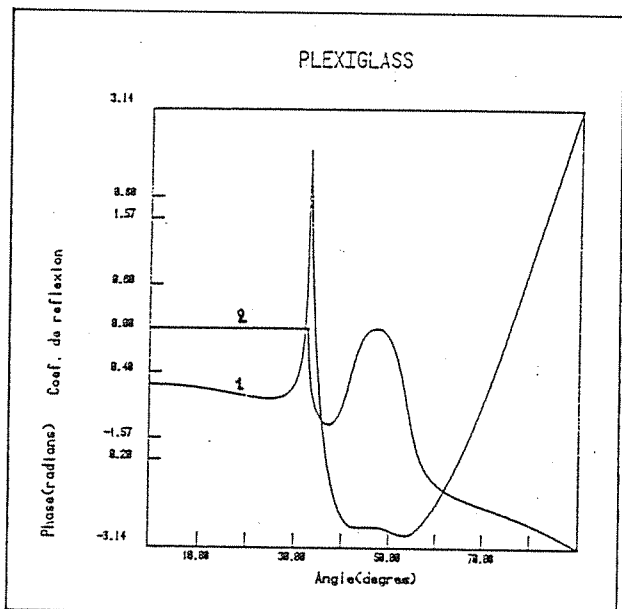


Figure 5

Coefficient de réflexion à l'interface eau-plexiglass en module (1) et phase (2)
Reflection coefficient at a water-plexiglass interface, modulus (1) and phasis (2)

vergents étant répertoriées dans le tableau ci-dessous pour des modèles à profil curviligne et droit.

La figure 6 représente l'atténuation axiale depuis le plan source jusqu'à 300 mm dans le jet pour le modèle A à parois planes. Le matériau considéré est le téflon dont les propriétés acoustiques traduisent une forte pénétration des ultrasons dans les parois impliquant un champ réfléchi très peu énergétique. Le niveau axial dans la buse (0 à 100 mm), hormis dans la zone de raccord, est donc proche du niveau de la source seule, démontrant ainsi le peu d'influence de ce type de convergent sur l'allure du champ ultrasonore. Par contre dans le jet d'eau on note des oscillations pseudo-périodiques du niveau. Ces importantes variations peuvent être expliquées grâce à la théorie modale pour la propagation entre deux parois parallèles d'impédance nulle, si l'on admet que 2 modes seulement sont excités de façon significative.

L'expression modale de la pression axiale est :

$$P(x) = \sum_m \bar{A}_m \sin(m\pi/2) \exp \left[-i \sqrt{k^2 - \frac{m^2\pi^2}{\phi^2}} x \right]$$

où ϕ est la distance séparant les parois.

Si seuls les modes $m = 1$ et $m = 3$ sont excités la période spatiale du champ stationnaire sur l'axe s'exprime par :

$$T = f\phi^2/c.$$

La valeur de cette période spatiale est en bon accord avec le résultat du calcul géométrique (86-90 mm).

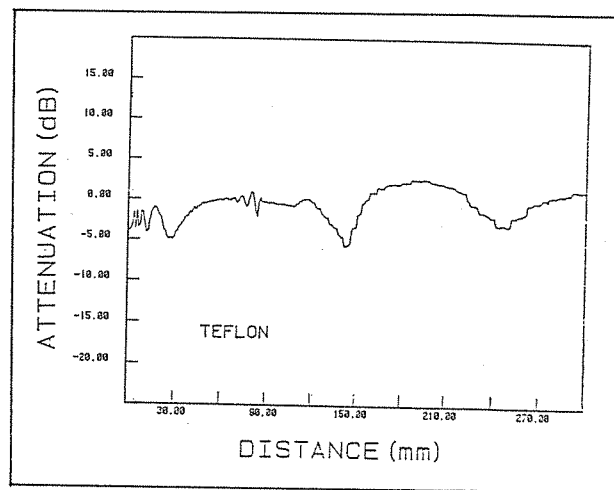


Figure 6

Atténuation sonore selon l'axe de la buse modèle A par la méthode des images
Sound attenuation diagram on the axis of the A type nozzle (method of images)

La figure 7 est le résultat obtenu dans les mêmes conditions mais en considérant cette fois un profil courbe proche du profil plan précédent. En ce qui concerne le domaine intérieur de la buse, on note l'apparition d'une caustique sur laquelle la théorie géométrique n'est plus applicable (trait pointillé). En outre, la contraction progressive du convergent engendre des oscillations plus marquées que dans le cas précédent. Pour le reste, l'allure du tracé est similaire ce qui permet de justifier une approche grossière de la géométrie du profil lorsque le matériau est peu réfléchissant.

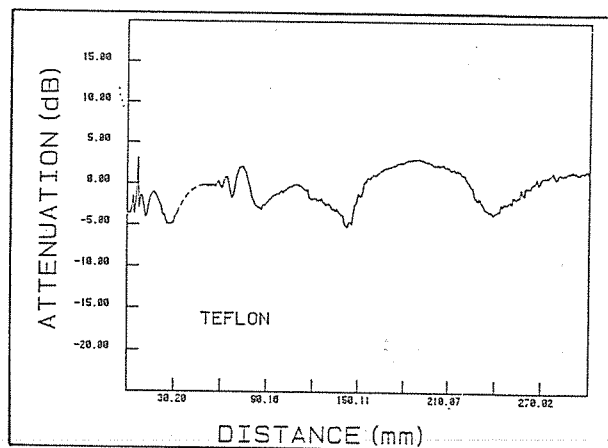


Figure 7

Atténuation sonore selon l'axe de la buse courbe modèle A par la méthode de distribution
Sound attenuation on the axis of the A-type curved nozzle - Distribution method

La figure 8 représente le niveau axial pour la buse B avec 200 mm de jet. Le matériau dans ce cas est du plexiglass, pro-

Modèle Type	ϕ (mm) source	f MHz	ϕ (mm) entrée inlets	ϕ (mm) sortie outlets	Longueur Length (mm)	Distance source (mm)	Rayon concave Radius (mm)	Angle cône
A. plan	12	2	32	8	90	10	—	$\pi/5$
A. courbe curve	12	2	32	8	90	10	35	—
B. courbe curve	10.9	2.25	20	5	54	10	30	—

TABEAU

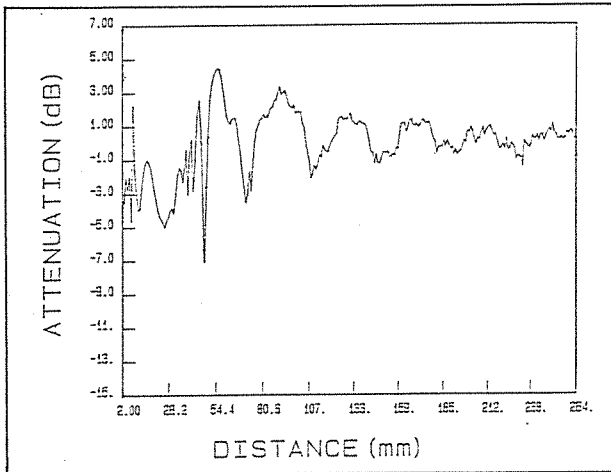


Figure 8
Atténuation sonore selon l'axe de la buse modèle B pour du plexiglass. Méthode de distribution
Sound attenuation on the axis of the B type nozzle made of plexiglass. Distribution method

che du téflon dans ses caractéristiques acoustiques. Dans le domaine intérieur, les oscillations dues à la contraction se sont encore amplifiées à cause du diamètre de sortie petit devant le diamètre du lobe de directivité principal du faisceau. Les caustiques n'apparaissent plus sur l'axe dans cette configuration. Dans le jet, la pseudo périodicité est encore confirmée par l'interprétation modale mais on constate une décroissance de l'amplitude des fluctuations avec la distance.

3.2 Visualisations Schlieren et cartographiques des niveaux

Pour avoir un aperçu qualitatif de l'allure des champs rayonnés dans la buse, on a utilisé la méthode Schlieren dont le principe repose sur la diffraction d'un faisceau lumineux par les variations de densité du milieu provoquées par les ultrasons. Des profils bidimensionnels ont été réalisés pour permettre le passage de la lumière. La source est un transducteur plan rectangulaire excité à 2 MHz. Le matériau utilisé est de l'acier, agissant comme un réflecteur quasi-parfait sur les ultrasons.

La figure 9 donne un exemple de visualisation dans le cas d'une buse A. On met ainsi en évidence les interférences du champ direct et du champ réfléchi, qui se manifestent par des figures caractéristiques en forme de losanges.

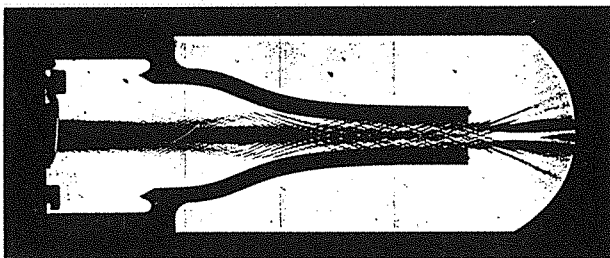


Figure 9
Visualisation Schlieren d'un faisceau acoustique dans un profil bidimensionnel de convergent en acier inoxydable.
(Transducteur 2 MHz)
*Schlieren visualization of an acoustic beam in a two dimensional convergent profile made of stainless-steel.
(2 MHz transducer)*

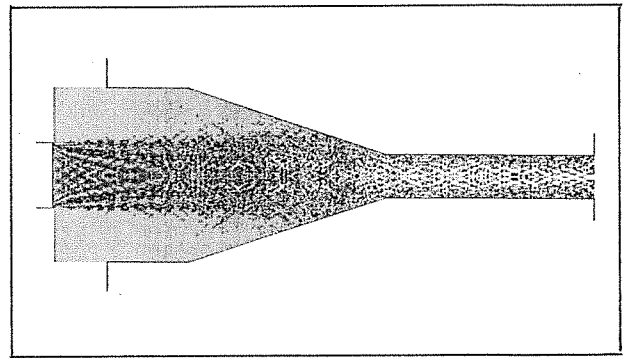


Figure 10
Champ ultrasonore calculé par la méthode des images.
(Convergent en acier).
Ultrasonic field computed by the method of images (stainless steel nozzle).

Des cartographies complètes du champ acoustique dans la buse ont ensuite été réalisées en associant des niveaux de gris aux niveaux sonores calculés (dB par dB) grâce à la théorie géométrique. Un résultat typique est donné sur la figure 10, pour une buse à parois planes.

La comparaison des figures 9 et 10 montre qu'au moins qualitativement, la méthode de calcul proposée fournit une excellente prédiction du champ ultrasonore dans le convergent – (on notera que dans les visualisations les zones sombres correspondent aux forts niveaux acoustiques, alors que c'est l'inverse sur le tracé correspondant aux calculs).

4. CONCLUSION

Dans cet article nous avons présenté une méthode utilisant la théorie géométrique pour calculer le champ ultrasonore dans un système de contrôle non destructif à immersion locale par jet d'eau. Cette technique permet de prendre en compte des géométries complexes et des conditions limites réalistes et de travailler dans le champ proche des émetteurs ultrasonores.

Des visualisations Schlieren ont permis de valider, au moins qualitativement, les calculs réalisés. Des essais sont en cours pour obtenir le champ ultrasonore à l'intérieur de la buse et dans le jet d'eau à l'aide d'un hydrophone miniature ($\phi = 0,2$ mm). Ils permettront de confronter quantitativement calculs et mesures.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] E. SKUDRZYK (1971) - The foundations of acoustics, pp.650-656, springer-verlag.
- [2] DELANNOY (1979) - Reconstruction d'images acoustiques par échantillonnage et correction de phase, Thèse de doctorat ès sciences - Paris, chapitre III A.
- [3] H.Y. YEE, L.B. FELSEN, J.B. KELLER (1968) - Ray theory of reflection from the open end of waveguide, SIAM J. Appl. Math. Vol. 16, N° 2, pp. 268-273.
- [4] A. PIERCE (1981) - Acoustics. An introduction to its physical principles and applications, p.483, Mc Graw-Hill.
- [5] L.M. BREKOVSKIKH (1980) - Waves in layered media, Chapitre 1, pp.41-47, Academic Press.