

DIXIEME COLLOQUE SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL ET SES APPLICATIONS

689



NICE du 20 au 24 MAI 1985

LA TOMOGRAPHIE D'IMPEDANCE ACOUSTIQUE : DEUX BALAYAGES ET DEUX
ALGORITHMES DE RECONSTRUCTION ADAPTES

J.P. LEFEBVRE

LABORATOIRE DE MECANIQUE ET D'ACOUSTIQUE. CNRS.- B.P.71 13277 MARSEILLE - CEDEX 9

RESUME

RESUME.- Les recherches actuelles sur l'imagerie ultrasonore portent sur la quantification des images. Il s'agit d'affecter à chaque "pixel" une valeur déterminée d'un paramètre caractéristique un peu comme le fait déjà le "scanner" à rayons X (Tomodensitométrie).

Le point de départ de notre travail est l'Echographie.

Une modélisation tridimensionnelle conduit à un Problème Inverse de Diffraction actuellement insoluble. On peut cependant en résoudre une version linéarisée en faisant appel à l'approximation de Born et aux techniques de reconstruction tomographique. C'est ce que nous avons fait.

On propose une modélisation du Problème Direct faisant appel à un seul paramètre, l'Impédance Acoustique. On compte donc obtenir une imagerie de l'Impédance Acoustique des milieux. C'est la Tomographie d'Impédance Acoustique.

On montre que les "images" de diffraction, accessibles à l'expérience, sont à peu de choses près les Transformées de Fourier Spatiales des "objets" que constituent en l'occurrence les fluctuations d'impédance acoustique. On pourrait donc se contenter de "remplir" le plan de Fourier des "Objets" de manière plus ou moins aléatoire, effectuer les interpolations nécessaires et une simple Transformée de Fourier inverse multidimensionnelle. Cette technique est conceptuellement simple mais nécessiterait l'utilisation de calculateurs de capacité suffisante, probablement en contradiction avec la légèreté tant appréciée des techniques ultrasonores. Nous avons opté pour deux balayages particiels qui conduisent à des algorithmes de reconstruction basés sur des simples Transformées de Fourier Inverses Unidimensionnelles, à priori faciles en oeuvre sur microordinateurs.

On termine l'exposé par une brève description du banc électromécanique en cours de réalisation.

Il permettra de travailler sur les signaux RF jusqu'à une fréquence de 10 MHz, à la fois en transmission et en réflexion. L'appareillage, prévu pour le Génie Biologique et Médical, sera également utilisable en Contrôle Non Destructif des Matériaux.

SUMMARY

SUMMARY.- Ultrasonic echography is a qualitative imaging technique : it is impossible to assign at each point of the image any value of any physical parameter. However this objective is reached by the classical X-ray computer assisted tomography. First attempts to adapt to ultrasound the C.A.T. technics were very deceptive, because of the lack of physical signification of the reconstructed parameter (attenuation).

People now work in two directions : transmission imaging of the celerity profile, diffraction imaging of the impedance profile.

We expose the theoretical basis of the method. The main point is a novel formulation of acoustic propagation, in words of time-of-flight, with only one parameter, the impedance profile.

The inverse scattering problem is linearized by using the Born approximation. This leads to multidimensional inverse Fourier transforms. We propose two particular scanning and two adapted algorithms, that need only one dimensional inverse Fourier transforms, easy to implement on microcomputers.

We also describe the experimental apparatus that is to be soon finished. It will allow to work on the R.F. Signals, with a frequency limit of 10MHz, in both transmission imaging and diffraction imaging. This apparatus, devoted to Biomedical Engineering, will also be used in Non Destructive Evaluation of Materials.



INTRODUCTION. - L'échographie est une technique qualitative d'imagerie en ce sens que les niveaux de gris ou de couleur utilisés sont arbitraires, et dépourvus de toute interprétation physique. Vouloir aller plus loin, et affecter à chaque "pixel" une valeur d'un paramètre physique, caractéristique du milieu, nécessite de poser le problème en termes physiques, en terme de problème inverse de diffraction acoustique. Ce qui pose avec acuité le problème de la modélisation acoustique. Il faut en effet trouver une formulation à la fois suffisamment réaliste et synthétique, c'est-à-dire réduite au plus petit nombre de paramètres, afin de conduire à une inversion praticable.

Nous avons réussi à réduire ce nombre à l'unité, en procédant à un changement de variable espace-temps de parcours qui introduit l'impédance acoustique locale comme seul paramètre explicite. La résolution du problème inverse de diffraction conduira donc à une imagerie d'impédance.

1. MODELISATION. - On néglige en un premier temps les phénomènes d'absorption-dispersion, pour se centrer sur la diffraction. Celle-ci a pour origine les inhomogénéités du milieu. L'équation de propagation de la pression acoustique P dans un milieu inhomogène s'écrit [1/].

$$-\frac{1}{c^2(\vec{x})} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \rho(\vec{x}) \operatorname{div} \left(\frac{1}{\rho(\vec{x})} \operatorname{grad} P \right) = 0$$

où ρ est la densité et C la célérité du son. Afin de réduire le nombre de paramètres explicites, on procède au changement de variable espace \vec{x}

→ "temps" de parcours (vectoriel) \vec{z} :

$$\vec{z} = \int_{\vec{x}} \frac{d\vec{x}'}{c(\vec{x}')}$$

généralisation à 3 dimensions de celui de JONES [2/], [3/]. On obtient :

$$-\frac{\partial^2 P}{\partial z^2} + \Delta_{\vec{z}} P = \operatorname{grad}_{\vec{z}} \mathcal{S} \cdot \operatorname{grad}_{\vec{z}} P$$

où $\mathcal{S} = \log(Z/Z_0)$, avec $Z = \rho C$ l'impédance acoustique,

et Z_0 l'impédance acoustique dans la partie homogène de l'espace ; à savoir l'eau dans laquelle est immergé l'échantillon à analyser (condition de laboratoire), ou le liquide de couplage des transducteurs (condition clinique).

Ainsi \mathcal{S} caractérise les fluctuations d'impédance autour de la référence Z_0 . Ce sont ces fluctuations qui seront à l'origine de la diffraction.

Par la suite, nous travaillerons dans le plan fréquentiel, les calculs y étaient plus faciles. On considère pour cela des solutions de type monochromatiques (pulsation ω).

$$P(\vec{x}, t) = p(\vec{x}, \omega) e^{i\omega t}$$

$$P(\vec{z}, t) = p(\vec{z}, \omega) e^{i\omega t}$$

L'équation devient alors :

$$\Delta_{\vec{z}} p + \omega^2 p = \operatorname{grad}_{\vec{z}} \mathcal{S} \cdot \operatorname{grad}_{\vec{z}} p$$

2. LE PROBLEME DIRECT. - On suppose qu'on émet une onde plane unitaire de direction \vec{m}_0 (vecteur unitaire) et pulsation ω :

$$P_0 = e^{-i k \vec{m}_0 \cdot \vec{x}} = e^{-i \omega \vec{m}_0 \cdot \vec{z}}$$

où $k = \omega/c_0$ est le nombre d'onde dans la partie homogène. L'équation aux dérivées partielles précédente peut s'écrire sous la forme intégrale :

$$P(\vec{z}, \omega) = P_0 + \int_{\mathbb{R}^3} g(\vec{z}, \vec{z}', \omega) \{ \operatorname{grad}_{\vec{z}} \mathcal{S} \cdot \operatorname{grad}_{\vec{z}} P \} d^3 z'$$

où

$$g(\vec{z}, \vec{z}', \omega) = - \frac{e^{-i\omega |\vec{z} - \vec{z}'|}}{4\pi |\vec{z} - \vec{z}'|}$$

est la fonction de GREEN du milieu homogène.

Pour simplifier, on considère la diffraction à grande distance, par rapport à l'étendue de la zone inhomogène.

$$\frac{|\vec{z}|}{|\vec{z}'|} \gg 1$$

alors

$$g(\vec{z}, \vec{z}', \omega) \rightarrow g_{\infty}(\vec{z}, \vec{z}', \omega) = - \frac{e^{-i\omega |\vec{z}|}}{4\pi |\vec{z}|} e^{i\omega \vec{m} \cdot \vec{z}'}$$

où, $\vec{m} = \frac{\vec{z}}{|\vec{z}|}$ est le vecteur unitaire caractérisant la direction d'observation.

Dans ces conditions, le champ (asymptotique) diffracté s'écrit ; dans l'approximation de BORN d'ordre 1 :

$$P_{\text{obs}}^{(1)} = P_{\infty}^{(1)} - P_0 = \frac{e^{-i\omega |\vec{z}|}}{4\pi |\vec{z}|} h^{(1)}(\vec{m}_0, \vec{m}, \omega)$$

avec

$$h^{(1)}(\vec{m}_0, \vec{m}, \omega) = -6\omega^2 (1 - \vec{m}_0 \cdot \vec{m}) \hat{\mathcal{S}}(\omega(\vec{m}_0 - \vec{m}))$$

où

$$\hat{\mathcal{S}}(\vec{x}) = \int_{\mathbb{R}^3} \mathcal{S}(\vec{z}) e^{-i\vec{x} \cdot \vec{z}} d^3 z$$

est la transformée de FOURIER tridimensionnelle de l'"objet" $\mathcal{S}(\vec{z})$ (selon la terminologie des opticiens). $\hat{\mathcal{R}}$ est la réponse fréquentielle en diffraction de milieu pour une direction d'incidence \vec{m}_0 et une direction d'observation \vec{m} .

En coordonnées d'espace, on obtient

$$h^{(4)}(\vec{m}_0, \vec{m}, \omega) = -k^2 (1 - \vec{m}_0 \cdot \vec{m}) \hat{S}(k(\vec{m}_0 - \vec{m}))$$

avec

$$\hat{S}(\vec{k}) = \int_{\mathbb{R}^3} S(\vec{x}) e^{-i \vec{k} \cdot \vec{x}} d^3x$$

transformée de FOURIER de $S(\vec{x})$

Des simulations numériques dans le cas de la sphère fluide, montrent que cette modélisation à un seul paramètre, l'impédance, constitue un bon compromis pour la modélisation de la réflexion (échographie). Les autres modélisations nécessitent deux paramètres : densité-célérité /4/ /5/; densité-compressibilité /6/ /7/.

3. LE PROBLEME INVERSE.- La relation établie entre la réponse fréquentielle en diffraction $h(\vec{m}_0, \vec{m}, \omega)$ et la transformée de FOURIER spatiale de l'objet \hat{S} , montre que l'on peut, en pratiquant un grand nombre de mesures de diffraction pour diverses incidences \vec{m}_0 , diverses directions d'observation \vec{m} , et diverses fréquences ω , "remplir" l'espace de FOURIER de l'objet. On pourrait envisager un remplissage plus ou moins empirique, en pratiquant une interpolation pour remplir les vides, et un moyennage pour les mesures redondantes /8/. C'est un point de vue que nous n'avons pas adopté car il nécessite de procéder à des transformées de FOURIER (inverses) multidimensionnelles, et donc de disposer de calculateurs suffisamment puissants. Dans ce même souci d'alléger les procédures numériques, nous nous ramonnons à un problème bidimensionnel par focalisation acoustique dans le plan de coupe. Diverses techniques sont pour cela utilisables ; focalisation par lentille cylindrique, focalisation par antenne ...

Nous proposons deux méthodes de reconstruction - la première, à base de balayage mixte, spatial et fréquentiel. (le balayage spatial devrait être double si on voulait travailler à 3 dimensions). - la deuxième, à base de double balayage spatial (triple à 3 dimensions). Toutes deux évitent d'avoir à pratiquer des transformées de FOURIER multidimensionnelles.

3.1 Reconstruction par balayage mixte spatio-fréquentiel.

Si l'on garde l'angle de diffraction $\theta = (\vec{m}_0, \vec{m})$ fixe et procède à un double balayage fréquentiel ω entre ω_{min} et ω_{max} , et spatial de l'angle d'incidence $\varphi = (\vec{n}, \vec{m}_0)$ sur $[-\pi, +\pi]$

On montre (figure 1) qu'on remplit le plan de FOURIER de l'objet \hat{S} , par segments successifs, selon une couronne de centre 0 et de rayons intérieurs et extérieurs $2k_{min} \sin \theta/2$ et $2k_{max} \sin \theta/2$

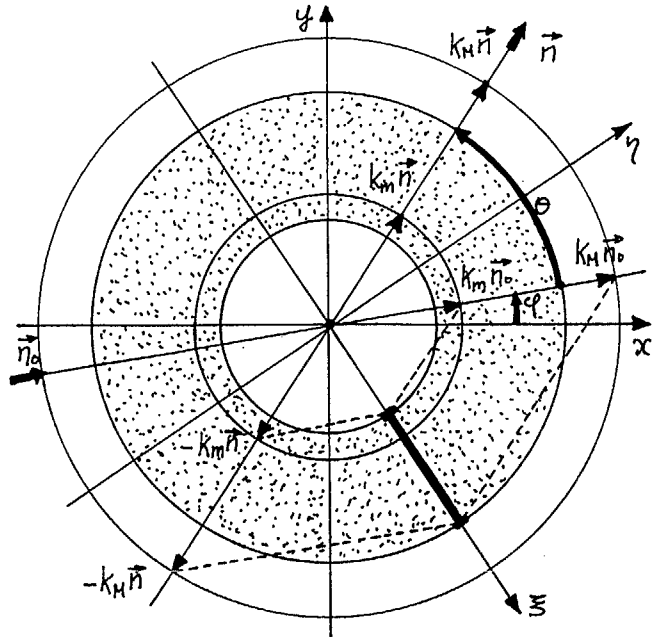


FIGURE 1 : Couverture spectrale par balayage spatio-fréquentiel.

On procède donc à un filtrage spatial de bande $B = [2k_{min} \sin \theta/2, 2k_{max} \sin \theta/2]$

Soit \hat{S}^B l'objet filtré. Il faut procéder à la transformée de FOURIER inverse

$$\hat{S}^B(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\mathbb{R}^2} \hat{S}^B(\vec{k}) e^{i \vec{k} \cdot \vec{x}} d\vec{k}$$

connaissant \hat{S}^B aux points

$$\vec{k} : \begin{cases} k_x = k [\cos \varphi - \cos(\theta + \varphi)] \\ k_y = k [\sin \varphi - \sin(\theta + \varphi)] \end{cases}$$

couverts par un balayage $k \in [k_{min}, k_{max}]$, $\varphi \in [-\pi, +\pi]$

Soient $\hat{S}_\varphi^B(\theta, k)$ ces mesures (θ étant fixe)

Le Jacobien de la transformation qui permet de passer du système $[k_x, k_y]$ au système $[k, \varphi]$ étant $J = 2k(1 - \cos \theta) = 4k \sin^2 \theta/2$

on montre que :

$$\hat{S}^B(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\pi}^{+\pi} d\varphi \int_{k_{min}}^{k_{max}} dk \cdot 4k \sin^2 \theta/2 \cdot \hat{S}_\varphi^B(\theta, k) \cdot e^{2ik \sin \theta/2 [x \sin(\varphi + \theta/2) - y \cos(\varphi + \theta/2)]}$$

Soit, en procédant au changement de variable :

$$k \rightarrow z = 2k \sin \theta/2$$



en notant :

$$\tilde{P}_\varphi^B(\theta, z) = \hat{\Sigma}_\varphi^B(\theta, k) = - \frac{h_\varphi(\theta, \omega)}{k^2(1 - \cos\theta)} = - \frac{h_\varphi(\theta, \omega)}{2k^2 \sin^2 \theta/2}$$

et en remarquant que $\xi = x \sin(\varphi + \theta/2) - y \cos(\varphi + \theta/2)$

est l'abscisse du point (x,y) dans le repère $[O\xi, O\eta]$

obtenu par rotation de repère $[O\vec{x}, O\vec{y}]$ d'un angle

$$(O\vec{x}, O\vec{\xi}) = \varphi + \frac{\theta}{2} - \frac{\pi}{2}$$

$$\hat{\Sigma}^B(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \mathbb{T}_\varphi^B(\xi, \eta) d\varphi, \text{ ou } \begin{cases} \xi = x \sin(\varphi + \theta/2) - y \cos(\varphi + \theta/2) \\ \eta = x \cos(\varphi + \theta/2) + y \sin(\varphi + \theta/2) \end{cases}$$

$$\mathbb{T}_\varphi^B(\xi, \eta) = \frac{1}{2\pi} \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} dx \tilde{P}_\varphi^B(\theta, x) e^{iz\xi}$$

$$(x_{\min} = 2k_{\min} \sin \theta/2 ; x_{\max} = 2k_{\max} \sin \theta/2)$$

$$\text{ou : } \mathbb{T}_\varphi^B(\xi, \eta) = \hat{P}_\varphi^B(\theta, \xi) * H(\xi)$$

$$\begin{cases} \hat{P}_\varphi^B(\theta, \xi) = \frac{1}{2\pi} \int_R \tilde{P}_\varphi^B(\theta, x) e^{iz\xi} dx \\ H(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_R \chi(x) e^{iz\xi} dx = -P(\frac{1}{\xi^2}) \end{cases}$$

C'est la formulation classique de la Reconstruction tomographique par sommation des rétroprojections (ou projections inverses) filtrées $\mathbb{T}_\varphi^B(\xi, \eta)$ /10/

Le moyen le plus commode de calculer les rétroprojections filtrées \mathbb{T}_φ^B est le calcul fréquentiel.

On peut passer par

$$\tilde{P}_\varphi^B(\theta, z) = - \frac{1}{2k^2 \sin^2 \theta/2} h_\varphi(\theta, \omega)$$

et l'intégral en $x = 2k \sin \theta/2$

On peut aussi calculer \mathbb{T}_φ^B directement :

$$\mathbb{T}_\varphi^B(\xi, \eta) = - \frac{1}{\pi} \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} \frac{dk}{k} h_\varphi(\theta, \omega) e^{2ik \sin \theta/2 \xi}$$

L'algorithme est donc particulièrement simple, la bande maximale $[2k_{\min}, 2k_{\max}]$

est couverte en position de rétrodiffusion $\theta = \pi$. C'est cette position qui offre la meilleure résolution d'image $1/2k_{\max}$. C'est malheureusement aussi celle qui filtre le plus les basses fréquences.

Le mieux semble donc de procéder à une superposition d'images effectuées pour divers angles de diffraction.

3.2 Reconstruction par double balayage spatial

Si l'on garde la fréquence ω fixe et procède à un double balayage spatial de l'angle de diffraction

$\theta = (\vec{n}_0, \vec{n})$ entre θ_{\min} et θ_{\max} , tous les deux compris entre 0 et π , de l'angle d'incidence $\varphi = (O\vec{n}, \vec{n}_0)$

entre $-\pi$ et $+\pi$ on montre (figure 2) qu'on remplit le plan de FOURIER de l'objet, par arcs de cercles successifs de centre O et rayons k, une couronne de centre O et rayons intérieurs et extérieurs: $2k \sin \theta/2$

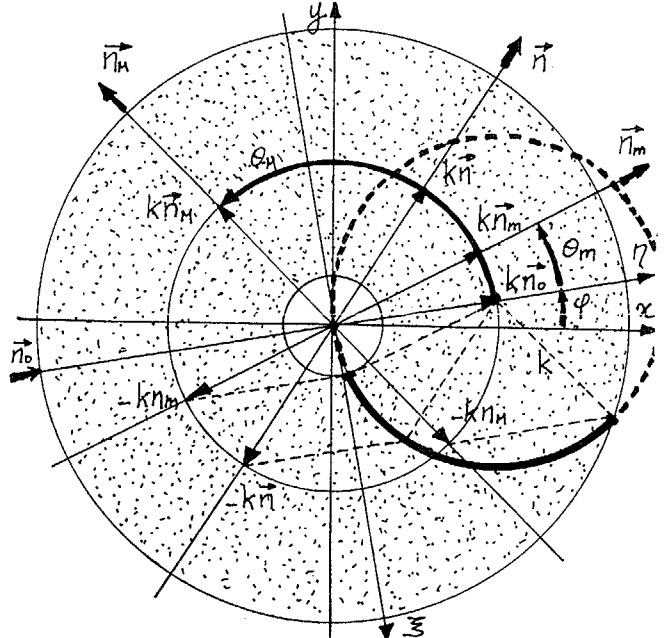


FIGURE 2 : Couverture spectrale par double balayage spatial

On effectue donc un filtrage spatial de bande $B = [2k \sin \theta_{\min}/2, 2k \sin \theta_{\max}/2]$

Soit $\hat{\Sigma}^B$ l'objet filtré à reconstruire. Il faut procéder à la transformée de FOURIER inverse :

$$\hat{\Sigma}^B(\vec{n}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\mathbb{R}^2} \hat{\Sigma}^B(\vec{k}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{n}} d^2k$$

à partir de mesures de $\hat{\Sigma}^B(\vec{k})$ aux points

$$\vec{k} : \begin{cases} k_x = k [\cos \varphi - \cos(\theta + \varphi)] \\ k_y = k [\sin \varphi - \sin(\theta + \varphi)] \end{cases}$$

couverts par un balayage $\theta \in [\theta_{\min}, \theta_{\max}]$, $\varphi \in [-\pi, +\pi]$.

Soient $\hat{\Sigma}_\varphi^B(\theta, k)$ ces mesures.

Le Jacobien de la transformation qui permet de passer de système $[k_x, k_y]$ au système $[\theta, \varphi]$ est $J = k^2 \sin \theta$

On a donc

$$\hat{\Sigma}^B(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\pi}^{+\pi} d\varphi \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} k^2 \sin \theta \cdot \hat{\Sigma}_\varphi^B(\theta, k) \cdot e^{ik(x \sin \varphi - y \cos \varphi) \sin \theta + i(x \cos \varphi + y \sin \varphi)(1 - \cos \theta)}$$

Soit, en procédant au changement de variable

$$\theta \rightarrow z = k \sin \theta$$

en notant

$$\tilde{P}_\varphi^B(z, k) = \frac{1}{\cos \theta} \hat{\Sigma}_\varphi^B(\theta, \omega) = - \frac{1}{k^2 \cos \theta (1 - \cos \theta)} h_\varphi(\theta, \omega)$$

et en utilisant le changement de variable d'espace

$$[x, y] \rightarrow [\xi, \eta]$$



LA TOMOGRAPHIE D'IMPEDANCE ACOUSTIQUE : DEUX BALAYAGES ET DEUX ALGORITHMES DE RECONSTRUCTION ADAPTES

$[O\vec{x}, O\vec{y}]$ d'un angle $(O\vec{x}, O\vec{z}) = \varphi - \pi/2$
(Figure 2).

$$S^B(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \pi_{\varphi}^B(\xi, \eta) d\varphi ; \text{ou} \begin{cases} \xi = x \sin \varphi - y \cos \varphi \\ \eta = x \cos \varphi + y \sin \varphi \end{cases}$$

$$\pi_{\varphi}^B(\xi, \eta) = \frac{1}{2\pi} \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} dx \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r_{\varphi}^B(x, r) e^{i\{x\xi + [r - (r^2 - x^2)^{1/2}]\eta\}} \\ (x_{\min} = r \sin \theta_{\min}, x_{\max} = r \sin \theta_{\max})$$

$$\pi_{\varphi}^B(\xi, \eta) = \Gamma_{\varphi}^B(\xi, r) *_{\xi} H(\xi) *_{\eta} G(\xi, \eta)$$

$$\Gamma_{\varphi}^B(\xi, r) = \frac{1}{2\pi} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r_{\varphi}^B(x, r) e^{i2\xi x} dx$$

$$H(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r Y(r) e^{i2\xi r} dr = -P\left(\frac{1}{2\xi}\right)$$

$$G(\xi, \eta) = \frac{1}{2\pi} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} dx e^{i\{x\xi + [r - (r^2 - x^2)^{1/2}]\eta\}}$$

Par analogie avec la formulation précédente, et en reprenant la terminologie de DEVANEY /7/, on dit qu'on effectue une sommation de rétropropagations filtrées $\pi_{\varphi}^B(\xi, \eta)$.

$G(\xi, \eta)$ est le noyau de l'opérateur de rétropropagation. Comme précédemment, le moyen de calcul de le plus commode est l'intégrale fréquentielle. On peut passer, comme indiqué, par

$$\Gamma_{\varphi}^B(x, r) = -\frac{1}{r^2 \cos \theta (1 - \cos \theta)} h_{\varphi}(\theta, \omega)$$

et $x = r \sin \theta$.
On peut aussi faire un calcul direct à partir de h :

$$\pi_{\varphi}^B(\xi, \eta) = -\frac{1}{2\pi} \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} d\theta \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r_{\varphi}(\theta, \omega) e^{2i r \sin \theta [\xi \cos \theta + \eta \sin \theta]}$$

4. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le banc est en cours de réalisation. Il permettra de travailler sur l'amplitude et la phase des signaux jusqu'à 10 MHz environ. Il comprend (Figure 3) - un bâti, monté sur roulettes, permettant de déplacer le dispositif d'une cuve à l'autre, selon les besoins.

- ce bâti est muni d'un dispositif de levage, permettant d'immerger "objet" et transducteurs :
- un système porte-objet, commandé en rotation par un moteur pas à pas avec un incrément de $1/100^\circ$.
- un bras symétrique, supportant deux bras transversaux parallèles entre eux et perpendiculaires au bras principal. Ce bras principal est également commandé en rotation par un moteur pas à pas avec un incrément de $1/100^\circ$.
- Les bras transversaux supportent un dispositif de translation, également commandé par un moteur pas à pas avec un incrément de $0,75/100\text{mm}$. L'amplitude de balayage transversal est de 30cm. C'est ce balayage qui permettra indirectement de recréer le balayage angulaire de l'angle de diffraction. (Ce choix a été fait pour pouvoir pratiquer également une tomographie de temps de parcours, c'est-à-dire de célérité /11/.

- Enfin les tourelles de support des transducteurs sont elles-mêmes animées par des moteurs pas à pas, avec un incrément de $1,5/100^\circ$ permettant de simuler les échographes à balayage sectoriel (de même que le dispositif de balayage transversal permet de simuler les échographes à balayage linéaire et les antennes).

Les transducteurs sont excités à large bande par un générateur conçu au Laboratoire d'Instrumentation et Dynamique Cardiovasculaire de l'Hôpital Broussais. (INSERM U-256) qui est également associé au projet /9/.

L'acquisition des signaux se fera sur un échantillonneur rapide (Biomation 8100), relié à un microordinateur (MINC 11-03) qui commandera l'ensemble des opérations.

Les divers algorithmes seront testés à la fois sur notre formulation particulière en termes d'impédance, et sur les autres (pour procéder à une comparaison).

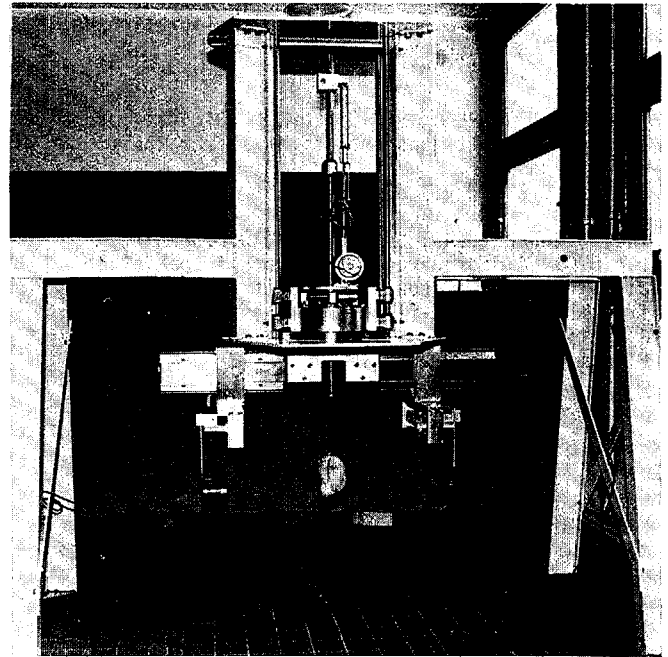


FIGURE 3 : Photographie frontale du banc

Remerciements Ce travail fait partie de l'Action EURECH de la Communauté Européenne, sur la Caractérisation Ultrasonore des Tissus. Il est soutenu par le Ministère de la Recherche et de la Technologie (Conversion n°84.M.0999) dans le cadre du Programme Scientifique Coordonné sur la Caractérisation Tissulaire en Echographie.

BIBLIOGRAPHIE

- /1/ J.P.LEFEBVRE, Quelques méthodes quantitatives d'investigation par ultrasons. Problèmes de modélisation et d'inversion de rétrodiffusion. Thèse, Université de Provence - Aix-Marseille I. 1981
- /2/ J.P.JONES, Ultrasonic impedance and its application to tissue characterization. Recent Advances in Ultrasound in Biomedicine (D.N. White ed.). Research Studies Press, London 1977.



LA TOMOGRAPHIE D'IMPEDANCE ACOUSTIQUE : DEUX BALAYAGES ET DEUX ALGORITHMES DE
RECONSTRUCTION ADAPTES

/3/ J.P.LEFEBVRE, Théorie d'une méthode quantitative d'investigation des milieux stratifiés ; l'impédographie acoustique
ACUSTICA, vol 41 n°1, 1978

/4/ S.H.GRAY, One dimensional velocity inversion for acoustic waves, numerical results
J.ACOUST.SOC.AMER., vol 69, n° 1, 1981

/5/ L.A.CHERNOV, Wave propagation in a random medium. Dover Publications Inc., New York, 1967

/6/ S.J.NORTON, Generation of separate density and compressibility images in tissue
Ultrasonic Imaging, vol 5, n°3, 1983

/7/ A.J.DEVANEY, A filtered back-propagation algorithm for diffraction tomography
Ultrasonic imaging, vol 4, 1982

/8/ H.STARK, I.PAUL, An investigation of computerized tomography by direct FOURIER inversion and optimum interpolation
I.E.E.E. Trans.Biomed.Eng. BME - 28 1981

/9/ A.HERMENT, P.PERONNEAU, Une méthode de traitement des signaux échographiques : Amélioration de la qualité des images ultrasonores
I.T.B.M., vol 3, n°1, 1982

/10/ R.M.MERSEREAU, A.V.OPPENHEIM, Digital reconstruction of multidimensional signals from their projections
Proc. I.E.E.E., vol 62, 1974

/11/ J.F.GREENLEAF, S.A.JONHSON, W.F.SAMOYA, F.A.DUCK, Algèbre reconstruction of spatial distributions of acoustic velocities in tissue from their time-of-flight profiles
Acoustical Holography, vol 6, N.Booth Ed. Plenum Press, New-York 1975