



Traitement, Synthèse, Technologie et Applications

BIARRITZ — Mai 1984 —

UNE TECHNIQUE QUANTITATIVE D'IMAGERIE ULTRASONORE : LA TOMOGRAPHIE
D'IMPEDANCE ACOUSTIQUE.
QUANTITATIVE ULTRASONIC IMAGING : ACOUSTIC IMPEDANCE TOMOGRAPHY

Jean-Pierre LEFEBVRE

C.N.R.S.-LABORATOIRE DE MECANIQUE ET D'ACOUSTIQUE. B.P.71 - 31 chemin Joseph-Aiguier 13277 MARSEILLE Cedex 9

RESUME

L'échographie est une technique qualitative d'imagerie : il est impossible d'affecter à chaque point de l'image une valeur quelconque d'un paramètre physique précis, caractéristique du milieu étudié. Cet objectif est pourtant atteint par le "scanner" à rayons X qui permet, on le sait, de réaliser des coupes de densité, (Tomodensitométrie). Les premières tentatives de transposition aux ultrasons de la tomographie assistée par ordinateur ont été très décevantes (Tomographie d'atténuation), du fait de l'absence de signification physique du paramètre recherché.

Actuellement on s'oriente vers 2 techniques complémentaires : en transmission, pour la tomographie d'indice ou de célérité ; en diffraction, voire en rétrodiffusion dans notre cas - pour la tomographie d'impédance. (Les différents auteurs ne sont d'ailleurs pas tous d'accord sur la nature du paramètre significatif).

On expose les bases théoriques de la méthode. Les points forts en sont une modélisation acoustique judicieuse des milieux biologiques et une transformation espace-temps de parcours qui étend considérablement le domaine de validité de l'approximation de BORN utilisée pour traiter le problème inverse de la diffraction (on le montre sur un exemple analytique à 1 dimension). On montre le filtrage spatial des images que produit le filtrage fréquentiel des transducteurs. On décrit également le banc de précision en cours de réalisation et qui doit permettre d'exploiter l'amplitude et la phase des signaux jusqu'à 10 MHz, en diffraction (imagerie d'impédance) et en transmission (imagerie de célérité). Le banc, prévu pour le Génie Biologique et Médical, sera également utilisable en Contrôle Non Destructif des Matériaux.

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 (it is our point-of-view) 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. Its adequation in the BORN's approximation is well showed by some analytical exemples in the one-dimensional case. We also show the spatial filtering due to the transducers' bandwidth.

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 10 MHz, 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 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 point ou "pixel" d'une image une certaine valeur d'un certain 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 locale comme seul paramètre explicite. La résolution du problème inverse de diffraction conduira donc à une imagerie d'impédance.

1. LA 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) $\vec{z} = \int_{O\vec{x}} \frac{d\vec{x}'}{c(\vec{x}')}$

généralisation à 3 dimensions de celui de JONES [2] [3].

On obtient :

$$-\frac{\partial^2 P}{\partial z^2} + \Delta_z P = \operatorname{grad}_z \mathcal{Z} \cdot \operatorname{grad}_z P$$

où $\mathcal{Z} = \log \frac{Z}{Z_0}$ 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{Z} caractérise les fluctuations d'impédance autour de la référence Z_0 . Ces fluctuations 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 monochro-

matique (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 :

$$\Delta_z p + \omega^2 p = \operatorname{grad}_z \mathcal{Z} \cdot \operatorname{grad}_z p$$

2. LE PROBLEME DIRECT

On suppose qu'on émet une onde plane unitaire de direction \vec{n}_0 (vecteur unitaire) et pulsation ω :

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

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

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

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

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

où, $\vec{n} = \frac{\vec{z}}{|\vec{z}|}$ 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 :

$$P_{d\infty}^{(1)} = P_\infty^{(1)} - P_0 = \frac{e^{-i\omega |\vec{z}|}}{4\pi c_0 |\vec{z}'|} h^{(1)}(\vec{n}_0, \vec{n}, \omega)$$

avec

$$h^{(1)}(\vec{n}_0, \vec{n}, \omega) = -c_0 \omega^2 (1 - \vec{n}_0 \cdot \vec{n}) \hat{\mathcal{Z}}(\omega(\vec{n}_0 - \vec{n}))$$

où

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

est la transformée de FOURIER tridimensionnelle de l'"objet" \mathcal{Z} (selon la terminologie des opticiens).

h est la réponse fréquentielle en diffraction du milieu pour une direction d'incidence \vec{n}_0 et une direction d'observation \vec{n} .

En coordonnées d'espace, on obtient

$$h^{(1)}(\vec{n}_0, \vec{n}, \omega) = -k^2 (1 - \vec{n}_0 \cdot \vec{n}) \hat{\mathcal{Z}}(k(\vec{n}_0 - \vec{n}))$$

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

transformée de FOURIER DE $\mathcal{Z}(\vec{x})$

Mais auparavant nous allons comparer notre formulation à deux autres, les plus souvent utilisés.

3. COMPARAISON AVEC LES AUTRES FORMULATIONS

D'autres formulations, rigoureusement identiques

au départ, conduisent à des approximations de BORN très différentes :

- La formulation en termes de fluctuations de célérité et de densité, utilisée en géophysique /4/ et en propagation aléatoire /5/ conduit à :

$$h^{(1)}(\vec{n}_0, \vec{n}, \omega) = k^2 [\hat{\alpha} - (1 - \vec{n}_0 \cdot \vec{n}) \hat{\eta}] (k(\vec{n}_0 - \vec{n}))$$

avec $\alpha(\vec{x}) = \frac{c_0^2}{c^2(\vec{x})} - 1$; $\eta(\vec{x}) = \log(\frac{\rho(\vec{x})}{\rho_0})$

- La formulation en termes de fluctuations de compressibilité et de densité, utilisée surtout en Génie Biologique et Médical /6/ /7/ conduit à

$$h^{(1)}(\vec{n}_0, \vec{n}, \omega) = k^2 [\hat{M}_z + \vec{n}_0 \cdot \vec{n} \hat{\rho}] (k(\vec{n}_0 - \vec{n}))$$

avec $M_z = \frac{z - z_0}{z_0}$, $\chi = \frac{1}{\rho c^2}$, $\rho = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}$

- La supériorité de notre formulation se montre sur des exemples unidimensionnels où des calculs analytiques exacts peuvent être menés.

En dimension un, les mêmes calculs que précédemment donnent pour la rétrodiffusion ($\vec{n} = -\vec{n}_0$) :

$$h_R^{(1)}(\omega) = i k \hat{S}(2k\vec{n}_0)$$

$$h_R^{(1)}(\omega) = i k (\hat{\eta} - \hat{\alpha}/2)(2k\vec{n}_0)$$

$$h_R^{(1)}(\omega) = i k \frac{1}{2} (\hat{\rho} - \hat{M}_z)(2k\vec{n}_0)$$

Si on teste ces diverses formulations sur le dioptre (coefficient de réflexion exact est $r = \frac{z - z_0}{z + z_0}$) on voit que notre formulation $r = h_R(\omega) = \frac{1}{2} \hat{S} = \frac{1}{2} \log \frac{z}{z_0}$ est la plus voisine. Elle coïncide jusqu'à l'ordre deux en $\frac{\Delta z}{z_0} = \frac{z - z_0}{z_0}$ avec la formulation exacte. Le gain en précision, sur un dioptre de célérité, par rapport à la formulation en termes de célérité-densité (α, η) est de l'ordre de cent.

Il en est de même pour une couche mince ($kd \ll 1$, d étant l'épaisseur) d'impédance Z, (coefficient de réflexion exact $h_R(\omega) = i k d \frac{2r}{1 - r^2}$ avec $r = \frac{z - z_0}{z + z_0}$) Notre formulation coïncide encore à l'ordre deux en $\frac{\Delta z}{z_0}$ ($h_R(\omega) = i k d \hat{S} = i k d \log \frac{z}{z_0}$)

4. LE PROBLEME INVERSE

La relation établie entre la réponse fréquentielle en diffraction $h(\vec{n}_0, \vec{n}, \omega)$ et la transformée de FOURIER spatiale de l'objet S, montre que l'on peut, en pratiquant un grand nombre de mesures de diffraction pour diverses incidences \vec{n}_0 , diverses directions d'observation \vec{n} , 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 ramenons 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.

4.1 Reconstruction par balayage spatio-fréquentiel

Si l'on garde l'angle de diffraction $\theta = (\vec{n}_0, \vec{n})$ fixe et procède à un double balayage fréquentiel entre ω_{min} et ω_{max} , et spatial de l'angle d'incidence $\varphi = (\vec{\sigma}_x, \vec{n}_0)$ entre $[-\pi, +\pi]$, On montre (figure 1) qu'on remplit le plan de FOURIER de l'objet S, par segments successifs, selon une couronne de centre 0 et rayons intérieurs et extérieurs $2 k_{min} \sin \frac{\theta}{2}$ et $2 k_{max} \sin \frac{\theta}{2}$.

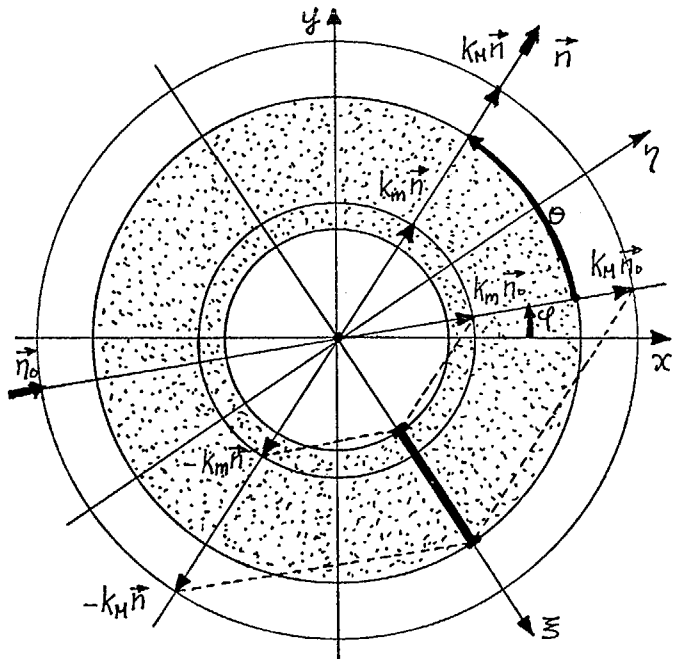


Figure 1 : Couverture spectrale par balayage spatio-fréquentiel.

On procède donc à un filtrage spatial de bande $B = [2 k_{min} \sin \frac{\theta}{2}, 2 k_{max} \sin \frac{\theta}{2}]$ Soit S^B l'objet filtré. Il faut procéder à la transformée de FOURIER inverse $S^B(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{R^2} S^B(\vec{k}) e^{i \vec{k} \cdot \vec{x}} d^2 k$ connaissant 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 $S^B(\theta, k)$ ces mesures (θ étant fixe) Le Jacobien de la transformation qui permet de passer du système $[k_x, k_y]$ au système $[k, \varphi]$ est $J = 2 k (1 - \cos \theta) = 4 k \sin^2 \frac{\theta}{2}$



On a

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

Soit, en procédant au changement de variable

$$k \rightarrow x = 2k \sin \frac{\theta}{2}$$

en notant $\hat{P}_\varphi^B(\theta, x) = \hat{S}_\varphi^B(\theta, k) = -\frac{h_\varphi(\theta, \omega)}{k^2(1-\cos\theta)} = -\frac{h_\varphi(\theta, \omega)}{2k^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}$

et en remarquant que $\xi = x \sin(\varphi + \frac{\theta}{2}) - y \cos(\varphi + \frac{\theta}{2})$ est l'abscisse du point (x,y) dans le repère $[\vec{o}\xi, \vec{o}\eta]$ obtenu par rotation du repère $[\vec{o}\tilde{x}, \vec{o}\tilde{y}]$ d'un angle $(\vec{o}\tilde{x}, \vec{o}\xi) = \varphi + \frac{\theta}{2} - \frac{\pi}{2}$ (figure 1) :

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

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

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

$$\hat{P}_\varphi^B(\theta, \xi) = \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} \hat{P}_\varphi^B(\theta, x) e^{iz\xi} dx$$

$$H(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} x \gamma(x) e^{iz\xi} dx = -\hat{P}(\frac{1}{\xi})$$

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

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

On peut passer par

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

et l'intégrale en $x = 2k \sin \frac{\theta}{2}$

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

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

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 $\frac{1}{2k_{\max}}$. 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.

4.2 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 $\theta = (\theta_0, \theta)$ entre θ_{\min} et θ_{\max} , tous deux compris entre 0 et π , de l'angle d'incidence $\varphi = (\varphi_0, \varphi)$ entre $-\pi$ et $+\pi$; on montre (figure 2) qu'on remplit le plan de FOURIER de l'objet \tilde{S} , par arcs de cercles successifs de centre $k\vec{n}_0$ et rayons k , une couronne

de centre 0 et rayons intérieurs et extérieurs $2k \sin \frac{\theta_{\min}}{2}$, $2k \sin \frac{\theta_{\max}}{2}$

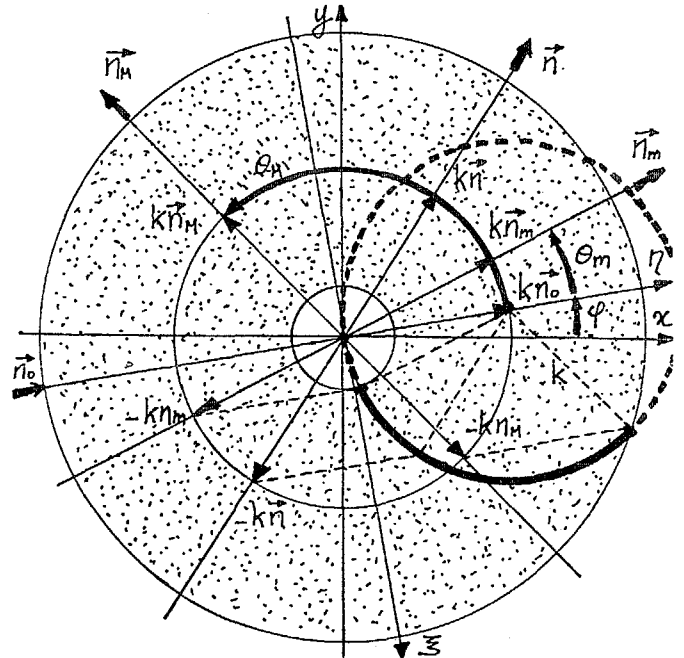


Figure 2 : Couverture spectrale par double balayage spatial.

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

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

$$\tilde{S}^B(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\mathbb{R}^2} \hat{S}_B(\vec{K}) e^{i\vec{K} \cdot \vec{r}} d^2K$$

à partir de mesures de $\hat{S}_B(\vec{K})$ 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 $\hat{S}_\varphi^B(\theta, k)$ ces mesures.

Le Jacobien de la transformation qui permet de passer du système $[K_x, K_y]$ au système $[\theta, \varphi]$ est

$J = k^2 \sin \theta$. On a donc :

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

Soit, en procédant au changement de variable $\theta \rightarrow z = k \sin \theta$ en notant

$$\hat{T}_\varphi^B(x, k) = k \tan \theta \hat{S}_\varphi^B(\theta, \omega) = -\frac{\tan \theta}{k(1-\cos \theta)} h_\varphi(\theta, \omega)$$

et en utilisant le changement de variable d'espace

$$[x, y] \rightarrow [\xi, \eta] \text{ obtenu par rotation du repère } [\vec{o}\tilde{x}, \vec{o}\tilde{y}] \text{ d'un angle } (\vec{o}\tilde{x}, \vec{o}\xi) = \varphi - \frac{\pi}{2}$$

(Figure 2).

$$\tilde{S}^B(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \hat{T}_\varphi^B(\xi, \eta) d\varphi$$

$$\begin{cases} \xi = x \sin \varphi - y \cos \varphi \\ \eta = x \cos \varphi + y \sin \varphi \end{cases}$$

$$\Pi_{\varphi}^B(\xi, \eta) = \frac{1}{2\pi} \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} dx x \tilde{r}_{\varphi}^B(x, k) e^{i\{z\xi + [k - (k^2 - x^2)^{1/2}]\eta\}}$$

$(x_{\min} = k \sin \theta_{\min}, x_{\max} = k \sin \theta_{\max})$

$$\Pi_{\varphi}^B(\xi, \eta) = r_{\varphi}^B(\xi, k) *_{\xi} H(\xi) *_{\eta} G(\xi, \eta)$$

$$\left\{ \begin{aligned} r_{\varphi}^B(\xi, k) &= \frac{1}{2\pi} \int_R \tilde{r}_{\varphi}^B(x, k) e^{iZ\xi} dx \\ H(\xi) &= \frac{1}{2\pi} \int_R Z Y(Z) e^{iZ\xi} dZ \\ &= -P\left(\frac{1}{\xi}\right) \\ G(\xi, \eta) &= \frac{1}{2\pi} \int_R e^{i\{Z\xi + [k - (k^2 - Z^2)^{1/2}]\eta\}} dZ \end{aligned} \right.$$

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 Π_{φ}^B le plus commode est l'intégrale fréquentielle. On peut passer, comme indiqué, par $\tilde{r}_{\varphi}^B = -\frac{tg \theta}{k(1-\cos \theta)} h_{\varphi}(\theta, \omega)$ et $x = k \sin \theta$.

On peut aussi faire un calcul direct à partir de h :

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

5. 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 "objets" et transducteurs :
- Un système porte-objet, commandé en rotation par un moteur pas à pas avec un incrément de 1/100°.
- 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°.
- Les bras transversaux supportent un dispositif de translation, également commandé par moteur pas à pas avec un incrément de 0,75/100 mm. L'amplitude du balayage transversal est de 30 cm. 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° 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).

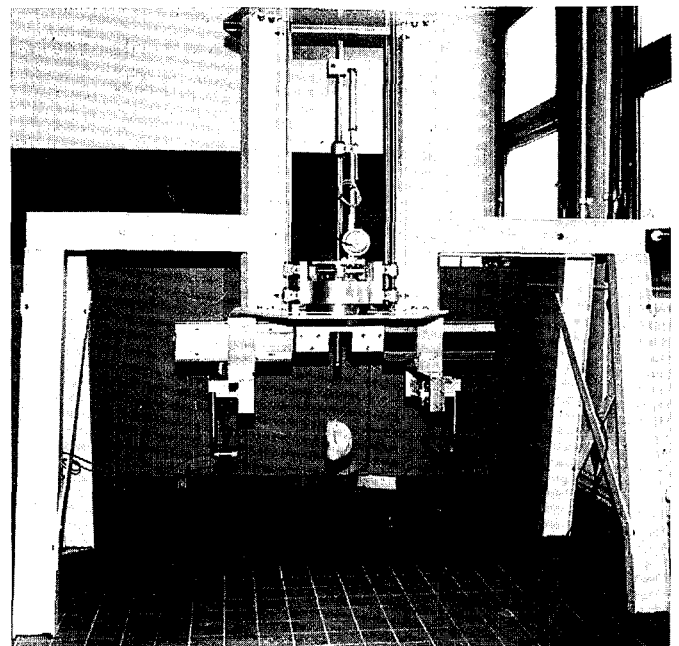


Figure 3. Photographie frontale du banc

Remerciements

Ce travail fait partie de l'Action Concertée EURECH de la Communauté Européenne, sur la Caractérisation Ultrasonore des tissus.

Il a été soutenu par le Ministère de l'Industrie et de la Recherche (Action Génie Biologique et Médical Convention n° 82-M 1049).



BIBLIOGRPHIE

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