

Simulation de lignes échographiques RF

pour la validation d'algorithmes

de traitement du signal et des systèmes

d'émission réception ultrasonores

Simulation of echographic A-lines for evaluations

of signal processing algorithms

and of ultrasonic transmitter receiver systems



Chantal MARTIN

INSERM, U n° 281, 151, cours Albert-Thomas, 69003 LYON.

Ingénieur ECL (1984). Thèse de doctorat de l'Université Claude-Bernard à Lyon en cours, sur un système de mesure locale de l'atténuation dans les tissus biologiques. Travaille actuellement au laboratoire de Génie Médical de l'EPFL de Lausanne (Suisse) sur le traitement du signal en échographie.



Jean-Yves CHAPELON

INSERM U n° 281, 151, cours Albert-Thomas, 69003 LYON.

Docteur ès-sciences. chargé de recherche à l'INSERM, Unité 281. Ses travaux de recherche principaux concernent les techniques ultrasonores : détection de bulles avec une méthode à deux fréquences, acoustique non-linéaire hyperthermie ultrasonore.



Dominique CATHIGNOL

INSERM, U n° 281, 151, cours Albert-Thomas, 69003 LYON.

Docteur ès-sciences. Directeur de recherche à l'INSERM et directeur de l'Unité 281. Ses domaines d'intérêt concernent les systèmes Doppler et échographiques ainsi que la lithotritie.

RÉSUMÉ

La simulation de lignes échographiques RF présentée est réalisée à partir d'une double modélisation : la première concerne le système d'émission réception, sonde ultrasonore focalisée, représenté par un hexapôle électro-acoustique; la seconde assimile le milieu à une répartition de diffuseurs discrets, distribués selon une loi de densité de probabilité uniforme, inclus dans une matrice tridimensionnelle, isotrope, atténuante et homogène dans ses caractéristiques de densité et de compressibilité, avec possibilité d'adjoindre une zone hyperéchogène, anéchogène ou des réflecteurs spéculaires.

On présente les signaux renvoyés par le milieu et recueillis en sortie du système (les lignes échographiques RF), échantillonnés à 50 MHz pour un milieu non atténuant, sans et avec zone anéchogène sphérique, simulant un kyste par exemple.

Ces résultats servent de base à des validations ultérieures tant des algorithmes de traitement du signal que des systèmes d'émission réception utilisés en échographie.

MOTS CLÉS

Ultrasons, modélisation transducteur, modélisation tissulaire, échographie, simulation ordinateur, traitement du signal.

SUMMARY

This simulation of echographic A-lines is achieved from two modelizations: first, the transmitter receiver system, ultrasonic focalized probe, is modeled by an electro-acoustical hexapole; second, the medium is composed with discret scatters, randomly distributed, included in a three dimensional, isotropic, lossy and homogeneous matrix with a possible addition of an hyperechoic or anechoic area or of specular reflectors.

The signals both backscattered by the medium and recorded by the system at 50 MHz (the echographic A-lines) are displayed for a lossless medium without and with an anechoic sphere, representing a cyst, for example.

These basic results can then be used for evaluating signal processing algorithms and transmitter receiver ultrasonic systems.

KEY WORDS

Ultrasonounds, transducer model, biological model, echographic A-lines, computer simulation, signal processing.

1. Introduction

Les techniques échographiques actuelles, utilisées en routine clinique, n'exploitent qu'une partie de l'information, à savoir l'enveloppe du signal Radio-Fréquence (RF). Or celui-ci résulte d'une part du système d'émission réception ultrasonore, et d'autre part de l'ensemble des phénomènes mis en jeu lors de l'interaction entre les tissus biologiques et l'onde ultrasonore, dépendant des caractéristiques physiques du milieu essentiellement la célérité ultrasonore, l'impédance acoustique caractéristique et l'atténuation.

Les équipes cherchent actuellement de plus en plus d'abord à extraire des signaux RF les paramètres physiques caractérisant les tissus puis à corrélérer ces résultats aux pathologies. L'enjeu de ces travaux est de développer un outil simple d'emploi, non invasif, donc utilisable en routine clinique et peu coûteux comparé à certains appareillages lourds actuels.

L'objectif de notre étude est de discerner parmi la floraison d'algorithmes existants et de techniques de mesure, quels sont ceux qui donnent les meilleurs résultats. A cette fin, nous présentons un modèle prenant en compte non seulement le milieu insonifié mais aussi le système d'émission réception, éléments de base à la formation de lignes échographiques RF. Connaissant donc parfaitement le système employé et le milieu, des tests de validation des techniques et des algorithmes pourront être effectués.

Dans la plupart des modèles cités dans la littérature, comme en particulier celui de Bamber [17], le milieu de diffusion est bi-dimensionnel de sorte que les diffu-

seurs hors du plan de coupe ne sont pas pris en compte. En fait, pour un transducteur à symétrie de révolution leur nombre croît d'une façon linéaire au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'axe de symétrie, modifiant de façon sensible la formation de l'image. Les modèles tri-dimensionnels proposés par Foster [12] et Oosterveld [13] ne permettent pas quant à eux de modéliser de façon interactive la fonction acousto-électrique de l'élément piézo-électrique afin d'en voir les effets sur l'image.

Notre démarche présente donc d'abord de manière compréhensive la formation du signal échographique, en tenant compte à la fois de la réponse acousto-électrique du transducteur et de l'aspect tridimensionnel du milieu.

Ensuite sont exposés les modèles de la sonde et du milieu utilisé. Un programme de simulation fournit alors les lignes échographiques RF. Un traitement préliminaire de ces signaux est effectué qui fournit l'enveloppe ainsi que leurs composantes en phase et en quadrature. Quelques résultats sont enfin présentés qui laissent augurer des multiples possibilités du modèle développé.

2. Formation de la ligne échographique RF

2.1. CAS D'UN DIFFUSEUR

La géométrie de la sonde émettrice et du milieu de propagation est donnée en figure 1.

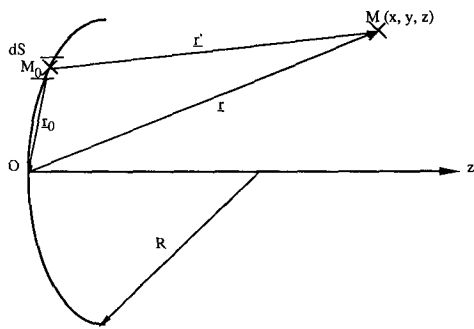


Fig. 1. — Géométrie de la sonde et de sa cible dans le milieu.

L'objectif recherché consiste à trouver l'expression du signal électrique recueilli par la sonde dû à un diffuseur situé en un point arbitraire M du champ.

Le transducteur modélisé est supposé de courbure faible pour pouvoir appliquer la théorie relative à un émetteur de géométrie plane situé dans un baffle rigide. La distribution de sa vitesse normale à sa surface $v_0(\mathbf{r}_0, t)$ est supposée séparable en une fonction d'espace $v_1(\mathbf{r}_0)$ et une fonction temporelle $v_2(t)$:

$$(1) \quad v_0(\mathbf{r}_0, t) = v_1(\mathbf{r}_0) \cdot v_2(t)$$

Le milieu est supposé linéaire, homogène dans ses caractéristiques de densité ρ et de compressibilité, isotrope et non atténuant.

En utilisant les résultats de la théorie développée par Stepanishen [6] qui introduit la notion de réponse impulsionnelle spatiale $h_0(\mathbf{r}, t)$, la pression reçue en un point arbitraire M du champ est donnée par :

$$(2) \quad p(\mathbf{r}, t) = \rho \cdot \frac{\partial v_2(t)}{\partial t} * h_0(\mathbf{r}, t)$$

avec

$$(3) \quad h_0(\mathbf{r}, t) = \iint_S \frac{v_1(\mathbf{r}_0) \cdot \delta(t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|/c)}{2\pi \cdot |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} dS$$

Cette fonction $h_0(\mathbf{r}, t)$ rend compte de la déformation subie par l'onde de pression lors de sa propagation de la source au point d'observation M du milieu non atténuant. Si ce même transducteur est utilisé en réception, et en considérant que la cible située en M se comporte comme un émetteur ponctuel, alors la déformation subie par l'onde se propageant en retour dans ce même milieu est encore $h_0(\mathbf{r}, t)$ d'après le principe de réciprocité.

La cible est supposée de petite taille par rapport à la longueur d'onde, hypothèse assez bien vérifiée dans les tissus biologiques mous. Elle peut donc être assimilée à un diffuseur de Rayleigh qui suit une loi de diffusion proportionnelle au carré de la fréquence. La fonction de diffusion d'une cible a donc la même allure quel que soit le point du champ considéré et peut donc se décomposer en une partie spatiale $f(\mathbf{r})$ qui sera appelée « force de diffusion » et une partie temporelle $d(t)$. On suppose par ailleurs que l'approximation de Born est valide, à savoir que la diffusion est simple dans le milieu.

Si on appelle $\text{imp}_{AE}(t)$ la réponse impulsionnelle acousto-électrique du transducteur en réception, alors le signal électrique $u(\mathbf{r}, t)$ dû à la seule cible située en M, s'exprime par :

$$(4) \quad u(\mathbf{r}, t) = \rho \cdot \frac{\partial v_2(t)}{\partial t} * h_0(\mathbf{r}, t) * f(\mathbf{r}) \cdot d(t) * h_0(\mathbf{r}, t) * \text{imp}_{AE}(t)$$

Or, l'évolution temporelle de la vitesse surfacique $v_2(t)$ résulte de l'excitation électrique $e(t)$ appliquée au transducteur et de la réponse électro-acoustique en émission de celui-ci $\text{imp}_{EA}(t)$:

$$(5) \quad v_2(t) = e(t) * \text{imp}_{EA}(t)$$

On pose alors $\text{imp}(t)$ la réponse impulsionnelle en émission-réception du transducteur ultrasonore, soit :

$$(6) \quad \text{imp}(t) = \text{imp}_{EA}(t) * \text{imp}_{AE}(t)$$

Dans un premier temps, par simplification, nous ne tenons pas compte de la fonction de transfert $d(t)$ des diffuseurs compte tenu des réponses différentes qu'ils introduisent suivant les tissus à modéliser. Cependant il est possible d'introduire la dépendance en fréquence du diffuseur en fonction de sa géométrie, qui par exemple pour un diffuseur de Rayleigh varie en f^2 . On suppose de plus que la durée de l'excitation électrique $e(t)$ est courte par rapport à celle de $\text{imp}(t)$ et est donc assimilable à une impulsion de Dirac. On obtient alors une expression simplifiée de $u(\mathbf{r}, t)$:

$$(7) \quad u(\mathbf{r}, t) = \rho \cdot \frac{\partial}{\partial t} [\text{imp}(t) * h_0(\mathbf{r}, t) * h_0(\mathbf{r}, t) \cdot f(\mathbf{r})]$$

qui peut se lire aussi :

$$(7 \text{ bis}) \quad u(\mathbf{r}, t) = \rho \cdot \frac{\partial \text{imp}(t)}{\partial t} * h_0(\mathbf{r}, t) * h_0(\mathbf{r}, t) \cdot f(\mathbf{r})$$

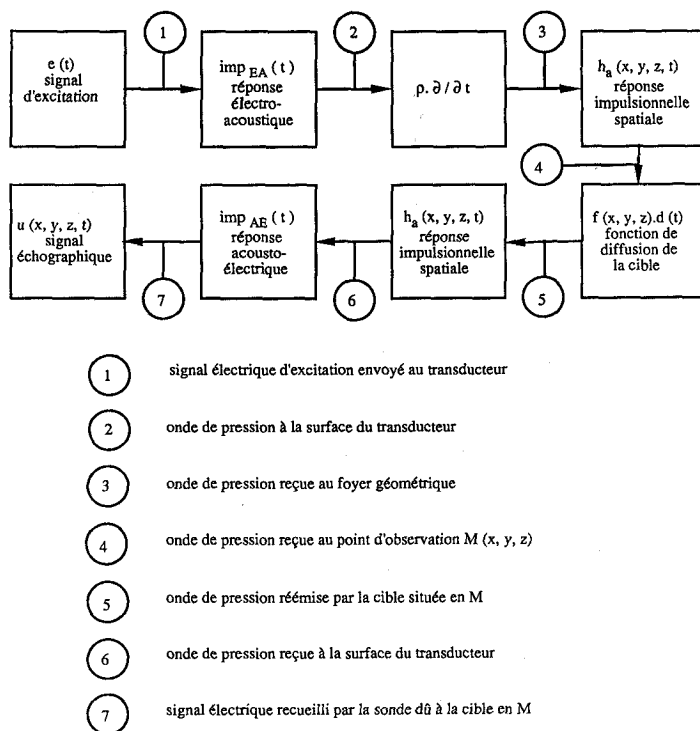
Si le milieu est absorbant, alors la fonction d'atténuation à la distance r de la source [3] s'exprime par une exponentielle décroissante : $e^{-\alpha(f) \cdot r}$ où $\alpha(f)$ en $\text{Np} \cdot \text{cm}^{-1}$ représente l'atténuation de chaque composante fréquentielle et s'écrit sous la forme : $\alpha(f) = \alpha_0 \cdot f^n$ avec $1 \leq n \leq 2$ dans les tissus biologiques. L'atténuation joue le rôle d'un filtre variable avec la profondeur s'appliquant préférentiellement aux hautes fréquences. Il a été montré dans le cas où l'atténuation varie linéairement avec la fréquence ou comme son carré [10], qu'une approche similaire à celle en milieu non atténuant peut être utilisée moyennant une modification de la réponse impulsionnelle spatiale. Cette nouvelle réponse impulsionnelle spatiale en milieu atténuant est notée $h_a(\mathbf{r}, t)$ et le signal électrique recueilli $u_a(\mathbf{r}, t)$ vaut :

$$(8) \quad u_a(\mathbf{r}, t) = \rho \cdot \frac{\partial}{\partial t} [\text{imp}(t) * h_a(\mathbf{r}, t) * h_a(\mathbf{r}, t) \cdot f(\mathbf{r})]$$

qui peut se lire aussi :

$$(8 \text{ bis}) \quad u_a(\mathbf{r}, t) = \rho \cdot \frac{\partial \text{imp}(t)}{\partial t} * h_a(\mathbf{r}, t) * h_a(\mathbf{r}, t) \cdot f(\mathbf{r})$$

L'ensemble des différentes étapes de génération du signal échographique est représenté en figure 2.



- 1 signal électrique d'excitation envoyé au transducteur
- 2 onde de pression à la surface du transducteur
- 3 onde de pression reçue au foyer géométrique
- 4 onde de pression reçue au point d'observation M (x, y, z)
- 5 onde de pression réémise par la cible située en M
- 6 onde de pression reçue à la surface du transducteur
- 7 signal électrique recueilli par la sonde dû à la cible en M

Fig. 2. — Étapes de formation du signal échographique.

2.2. CAS DE n DIFFUSEURS

La sonde émet une onde non plane dont le front se propage dans la direction axiale. A chaque instant t, un volume isochrone V(t), dépendant de la géométrie du transducteur, est insonifié. Pendant toute la durée de l'enregistrement du signal échographique, entre les temps de vol en aller retour 2.t₁ et 2.t₂, tous les diffuseurs du milieu contenus dans un volume V_{t1, t2} sont excités. Chacun renvoie un signal u(r, t) et le signal résultant enregistré u(t), correspond à la somme de toutes ces contributions élémentaires. Le milieu étant supposé linéaire, l'expression finale de la ligne échographique est donc donnée par :

$$(9) \quad u(t) = \rho \cdot \frac{\partial}{\partial t} [\text{imp}(t) * \sum_{M \in V_{t_1, t_2}} f(\mathbf{r}) \cdot h_a(\mathbf{r}, t) * h_a(\mathbf{r}, t)]$$

qui peut se lire aussi :

$$(9 \text{ bis}) \quad u(t) = \rho \cdot \frac{\partial \text{imp}(t)}{\partial t} * \sum_{M \in V_{t_1, t_2}} f(\mathbf{r}) \cdot h_a(\mathbf{r}, t) * h_a(\mathbf{r}, t)$$

Cette expression dépend à la fois de la sonde utilisée et du milieu insonifié que nous allons décrire dans le prochain paragraphe.

3. Modélisation

3.1. LA SONDE. RÉPONSE IMPULSIONNELLE ÉLECTRO-ACOUSTIQUE : imp(t)

De la conception de la sonde dépend directement les performances du système et la qualité de l'image échographique.

Un programme de simulation de sonde a été développé au laboratoire [3]. Le transducteur, élément piézo-électrique qui assure la conversion de l'énergie électrique en énergie acoustique, est modélisé d'après la théorie de Sittig [4], basée sur le modèle de Mason [5]. Le programme tient compte des différents éléments entourant le transducteur (fig. 3) : l'impédance du milieu de propagation; les lames d'adaptation acoustique situées en avant et en arrière du transducteur, l'impédance du milieu arrière; les quadripôles d'adaptation électrique et éventuellement les fils de liaison enfin les impédances respectives du générateur et du récepteur.

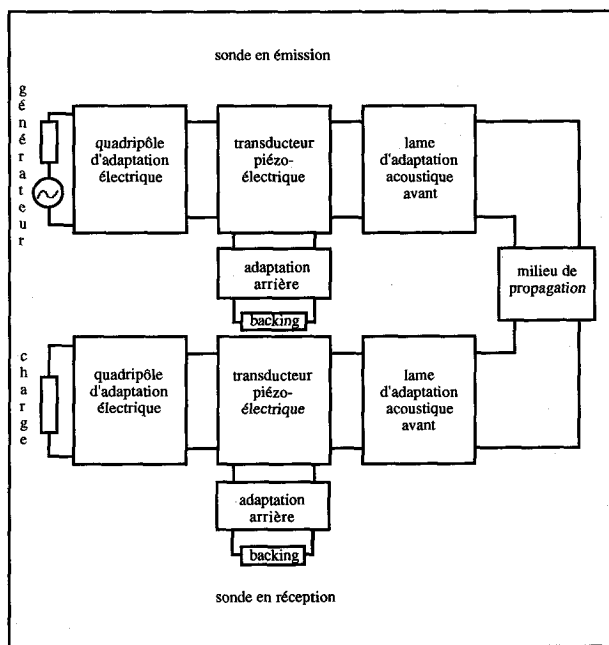


Fig. 3. — Modélisation de la sonde ultrasonore fonctionnant en émission-réception.

3.2. RÉPONSE IMPULSIONNELLE SPATIALE : h_a(r, t)

La formulation analytique de la réponse impulsionnelle spatiale en milieu sans perte a été déterminée pour différentes géométries simples (Stepanishen pour un piston plan [6], Lockwood et Willette pour un rectangle [7], Arditi pour une coupelle focalisante [8]) et de manière plus générale par Sigwalt [9].

La réponse impulsionnelle spatiale en milieu absorbant h_a(r, t) a été calculée par Guyomar [10] dans le cas d'une dépendance linéaire ou quadratique avec la fréquence.

3.3. LE MILIEU

1. Constitution

Deux familles de modèles se retrouvent dans la littérature :

— une première catégorie considère le signal comme provenant de diffuseurs ponctuels noyés dans un milieu homogène (caractéristiques acoustiques de densité et de compressibilité constantes) [11, 12, 13]. En effet, le faisceau ultrasonore est plus particulièrement affecté par certains constituants chimiques. Ainsi, il a été montré combien les substances collagéniques jouent un rôle important dans la rétrodiffusion et l'absorption des ultrasons [14]. De ce point de vue, un tel modèle semble bien justifié;

— une seconde approche considère le milieu comme continûment inhomogène dans ses caractéristiques acoustiques de densité et/ou de compressibilité, donc de célérité et d'impédance acoustique [15, 16, 17].

Le modèle que nous utilisons appartient à la première catégorie et fait l'hypothèse d'un milieu homogène, isotrope, linéaire (hypothèse vérifiée pour les énergies que nous utilisons [18]), non dispersif et incluant un nombre important de diffuseurs.

Ces derniers sont supposés suivre dans un premier temps, une répartition spatiale aléatoire, et être distribués avec une densité de probabilité uniforme dans chacune des directions x , y et z . A ce modèle, peuvent être adjoints des réflecteurs spéculaires ou des zones d'hyperéchogénéité ou d'anéchogénéité simulant un kyste par exemple.

L'hypothèse est faite par ailleurs que la fonction de diffusion de chaque réflecteur ne varie d'un diffuseur à l'autre qu'en amplitude, et elle est donc représentée par une force ne dépendant que de sa position. Les natures différentes des diffuseurs par rapport à la matrice, vont introduire des gradients d'impédance acoustique, dont dépendent les coefficients de réflexion. A titre d'exemple, nous donnons les valeurs pour quelques tissus [19] :

$$\begin{aligned} Z_{\text{eau}} &= 1,5 \cdot 10^6 \text{ Rayl} \\ Z_{\text{graisse}} &= 1,35 \cdot 10^6 \text{ Rayl} \\ Z_{\text{muscle}} &= 1,70 \cdot 10^6 \text{ Rayl} \end{aligned}$$

avec $1 \text{ Rayl} = 1 \text{ kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}$.

Les gradients d'impédance acoustique pouvant être aussi bien positifs que négatifs, possibilité est donnée aussi par le modèle d'avoir des forces de diffusion des deux signes. Nous les prendrons donc aléatoirement pour chaque diffuseur dans l'intervalle $-0,5$ à $+0,5$.

La concentration moyenne est ajustable selon le tissu visé. Le foie par exemple, est constitué de petits segments élémentaires, appelés lobules, distants d'1 mm en moyenne. En considérant que chaque lobule équivaut à une cible, une concentration de 1 000 diffuseurs/cm³ s'impose alors.

2. Atténuation

L'atténuation dans les tissus biologiques dépend de plusieurs paramètres : citons le type de tissu, sa pathologie éventuelle et la fréquence considérée.

Le facteur $\alpha(f)$ suit une loi du type $\alpha_0 \cdot f^n$ avec n compris entre 1 et 2 pour la plupart des tissus [2]. C'est le coefficient α_0 , cette fois indépendant de la fréquence, qui est recherché par différents algorithmes de traitement du signal échographique RF.

4. Traitement du signal échographique

L'échographie de type A ne représente que le signal RF rétrodiffusé par les tissus et communément appelé « ligne échographique ». L'échographie B, en balayant le plan exploré, fournit une image constituée des enveloppes des lignes adjacentes. Elles sont visualisées sous forme sectorielle ou rectangulaire comportant 256 niveaux de gris reliés à l'intensité du signal. Dans ce cas, seule l'enveloppe de chaque ligne est conservée et l'information de phase est perdue. C'est ainsi que des milieux pourtant homogènes peuvent paraître à l'écran avoir un aspect floconneux, appelé speckle, alors qu'ils devraient donner une image uniforme de la structure observée.

Les calculs de la démodulation du signal autour de la fréquence centrale du transducteur et de son enveloppe proposés par notre programme permet de conserver toute l'information contenue dans le signal.

4.1. DÉMODULATION D'AMPLITUDE

Le formalisme employé est celui développé par Rice [20]. Étant donné le processus stationnaire au sens large $u(t)$, nous recherchons la constante ω_0 et deux processus $p(t)$ et $q(t)$ tels que $u(t)$ s'écrive :

$$(10) \quad u(t) = p(t) \cdot \cos(\omega_0 t) - q(t) \cdot \sin(\omega_0 t)$$

Les solutions de cette équation s'écrivent sous la forme :

$$(11) \quad p(t) = u(t) \cdot \cos(\omega_0 t) + v(t) \cdot \sin(\omega_0 t)$$

$$(12) \quad q(t) = -u(t) \cdot \sin(\omega_0 t) + v(t) \cdot \cos(\omega_0 t)$$

où $v(t)$ est le processus « dual » de $u(t)$, défini par :

$$(13) \quad v(t) = q(t) \cdot \cos(\omega_0 t) + p(t) \cdot \sin(\omega_0 t)$$

et est tel que :

$$(14) \quad R_{vv}(\tau) = R_{uu}(\tau) \quad \text{et} \quad R_{uv}(\tau) = -R_{vu}(\tau)$$

Il n'y a pas unicité de la solution pour $p(t)$ et $q(t)$. Pour chaque paire de fonctions répondant au problème, l'enveloppe $r(t)$ de $u(t)$ vaut :

$$(15) \quad r(t) = \sqrt{p(t)^2 + q(t)^2} = \sqrt{u(t)^2 + v(t)^2}$$

Ces formules ne sont valables, rappelons-le, que pour des signaux stationnaires au sens large. Or, s'il est vrai que le moment d'ordre 1 du signal est bien constant au cours du temps, il n'en est visiblement pas de même pour son moment d'ordre 2 (fig. 7 b). Cependant, le traitement ne se fait pas sur l'ensemble du signal mais sur des « tranches » de signal. Sur chacune d'elles, le signal peut être considéré comme

stationnaire au sens large. C'est pourquoi nous appliquerons quand même les formules établies à nos signaux échographiques.

4.2. REPRÉSENTATION DE RICE

Parmi les processus $v(t)$ vérifiant (13) et (14), la transformée de Hilbert de $u(t)$, que nous noterons $\hat{u}(t)$, est une solution. Les équations (11), (12) et (15) deviennent en ce cas :

$$(16) \quad p(t) = u(t) \cdot \cos(\omega_0 t) + \hat{u}(t) \cdot \sin(\omega_0 t)$$

$$(17) \quad q(t) = -u(t) \cdot \sin(\omega_0 t) + \hat{u}(t) \cdot \cos(\omega_0 t)$$

$$(18) \quad r(t) = \sqrt{u(t)^2 + \hat{u}(t)^2}$$

Cette formulation est connue sous le nom de représentation de Rice. Les fonctions $p(t)$ et $q(t)$ sont appelées respectivement composantes en phase et en quadrature de $u(t)$. On montre [20] que (10) est optimal selon le critère de minimisation du taux moyen de variation de l'enveloppe complexe de $u(t)$, $w(t)$ (i. e. minimiser $E[|d(w(t))/dt|^2]$) pour la représentation de Rice et pour la pulsation ω_0 égale au centre de gravité de la partie positive du spectre de puissance $S_{uu}(f)$ de $u(t)$. Pour un signal émis de spectre gaussien, cette pulsation est égale à 2π fois la fréquence centrale de la source.

L'algorithme de calcul consiste à calculer d'abord $\hat{u}(t)$, puis $r(t)$, $p(t)$ et $q(t)$ par respectivement (18), (16) et (17).

5. Résultats

5.1. LA SONDE

La source modélisée fonctionne en émission réception. Elle comporte un transducteur fonctionnant à 3 MHz, muni d'une lame d'adaptation quart d'onde et d'une adaptation électrique constituée par une inductance série de $0,89 \mu\text{H}$. Son spectre de puissance a une allure de gaussienne ayant une bande passante de 45 % (fig. 4 a). La réponse impulsionnelle de la sonde (fig. 4 b) dure alors $1,5 \mu\text{s}$ ce qui correspond à une résolution axiale de 2 mm dans la zone focale.

Notre choix s'est porté sur un monotransducteur en forme de coupelle, focalisant à 100 mm de profondeur et de diamètre 19 mm, tels ceux utilisés pour les examens cliniques.

Son diagramme de rayonnement obtenu au moyen du modèle met en évidence les zones où l'influence des diffuseurs sera prépondérante en mode impulsionnel (fig. 5).

La fonction d'excitation $e(t)$ a été prise égale à une impulsion de Dirac afin d'obtenir une bonne résolution longitudinale. En effet dans la pratique, on arrive à avoir des impulsions d'excitation $e(t)$ très courtes par rapport à la durée de la réponse impulsionnelle.

5.2. LE MILIEU

Les diffuseurs ponctuels ont été générés, à raison de 1000 par centimètre cube, dans un cylindre compris

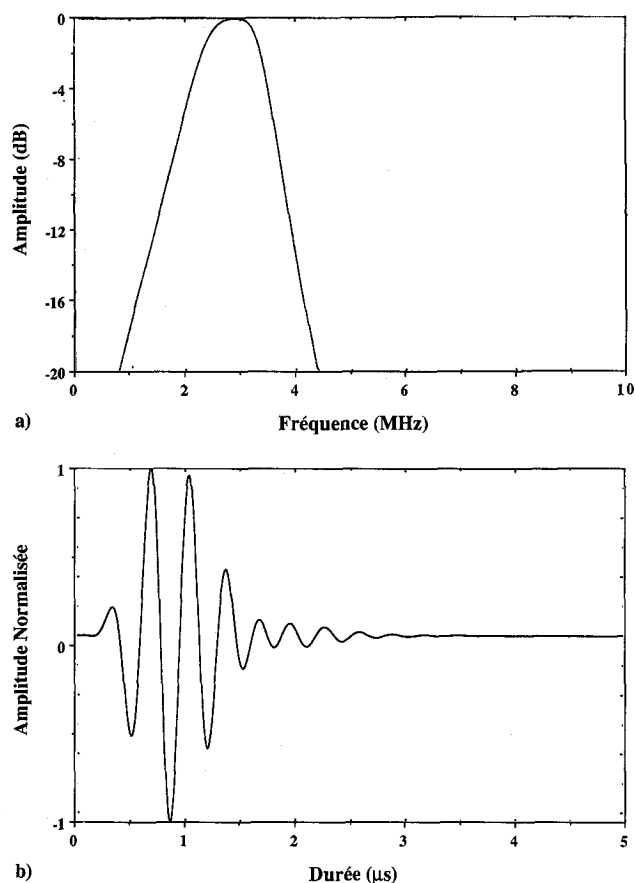


Fig. 4. — (a) Densité spectrale de la sonde utilisée. (b) Réponse impulsionnelle de la sonde utilisée.

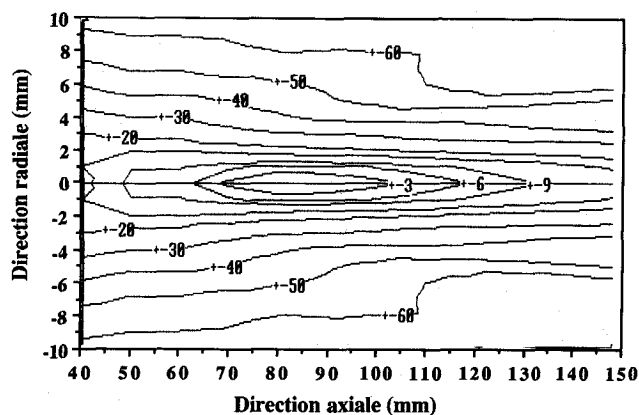


Fig. 5. — Diagramme de rayonnement de la sonde utilisée.

entre les profondeurs de 50 et 150 mm pour différentes valeurs de son rayon. La ligne échographique obtenue à chaque fois permet dans un premier temps de déterminer le rayon minimal du cylindre de génération des diffuseurs tel que toute l'information soit contenue dans le signal. Pour notre transducteur, il vaut 6 mm. Les abscisse, ordonnée, côte et force des diffuseurs ont été déterminées chacune à l'aide du générateur de nombres pseudo-aléatoires du calculateur. Leurs histogrammes respectifs ont montré que la densité de probabilité était bien uniforme pour chacune de ces caractéristiques. La figure 6 présente

une « tranche » du milieu de 0,1 mm d'épaisseur sur laquelle apparaissent les diffuseurs distribués uniformément.

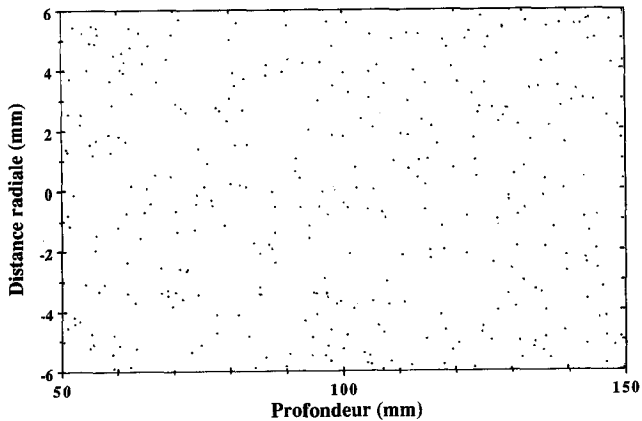


Fig. 6. — Répartition des diffuseurs dans le milieu.

Le milieu est isotrope, linéaire et homogène avec une célérité ultrasonore de $1,5 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ et d'impédance acoustique de 1,5 MRayl.

Les premiers calculs ont été effectués en milieu non atténuant. Une zone anéchogène sphérique a été ensuite introduite. Elle peut être centrée aussi bien sur l'axe de propagation qu'en dehors. Son rayon étant variable, on peut ainsi définir la résolution du système.

5. 3. LA LIGNE ÉCHOGRAPHIQUE

1. L'algorithme

Le programme de simulation a été développé sur un ordinateur H. P. 9320, en langage Pascal.

Les caractéristiques acoustiques et géométriques de la sonde sont d'abord entrées. Le volume d'intégration est un cylindre centré sur l'axe de propagation dont toutes les données sont paramétrées.

Les diffuseurs sont générés en position et en force par des générateurs de nombres pseudo-aléatoires suivant une loi de densité de probabilité uniforme.

La fréquence d'échantillonnage du signal F_e a été prise égale à 50 MHz.

Pour chaque diffuseur, la durée de non-nullité Δ de la fonction $h_0(r, t)$ est calculée. Le nombre de points de définition de cette fonction est égal à $\Delta \times F_e$. Si ce nombre est inférieur ou égal à 6, alors Δ est inférieur à $0,12 \mu\text{s}$ et le contenu fréquentiel de la fonction $h_0(r, t)$ est alors supérieur à 8 MHz donc à la bande passante du transducteur. Pour ces cibles, le spectre de puissance du signal recueilli est donc de faible amplitude par rapport à ceux provenant des autres diffuseurs. Le calcul de la fonction $h_0(r, t)$ ainsi que de sa convolution par elle-même est effectué en sur-échantillonnant la fonction à 100 fois F_e . Les valeurs de $h_0(r, t) * h_0(r, t)$ sont alors moyennées sur 100 échantillons successifs pour retrouver les valeurs de la convolution à la fréquence d'échantillonnage F_e . Par ailleurs, dans certaines régions du champ, $h_0(r, t)$ présente des discontinuités d'ordre 0 ou 1, porteuses de hautes composantes fréquentielles. La fréquence d'échantillonnage choisie ne respecte pas la contrainte

de Shannon. Pour pallier ce problème, l'approche proposée par Arditi [8] a été retenue : elle consiste à calculer aux alentours des points de discontinuités non pas la valeur instantanée de la fonction mais sa moyenne dans l'intervalle considéré. Ce moyennage revient à effectuer un filtrage passe-bas. La suppression des composantes fréquentielles élevées résultant de cette technique n'altère pas le résultat final, puisqu'elles auraient été filtrées par le transducteur qui se comporte comme un filtre passe-bande. On effectue alors la convolution temporelle à la fréquence F_e .

La force de diffusion au point $f(r)$ pondère alors le signal obtenu. Le fichier contenant la somme des réponses des diffuseurs est enfin incrémenté sur l'intervalle de non-nullité de $h_0(r, t) * h_0(r, t)$.

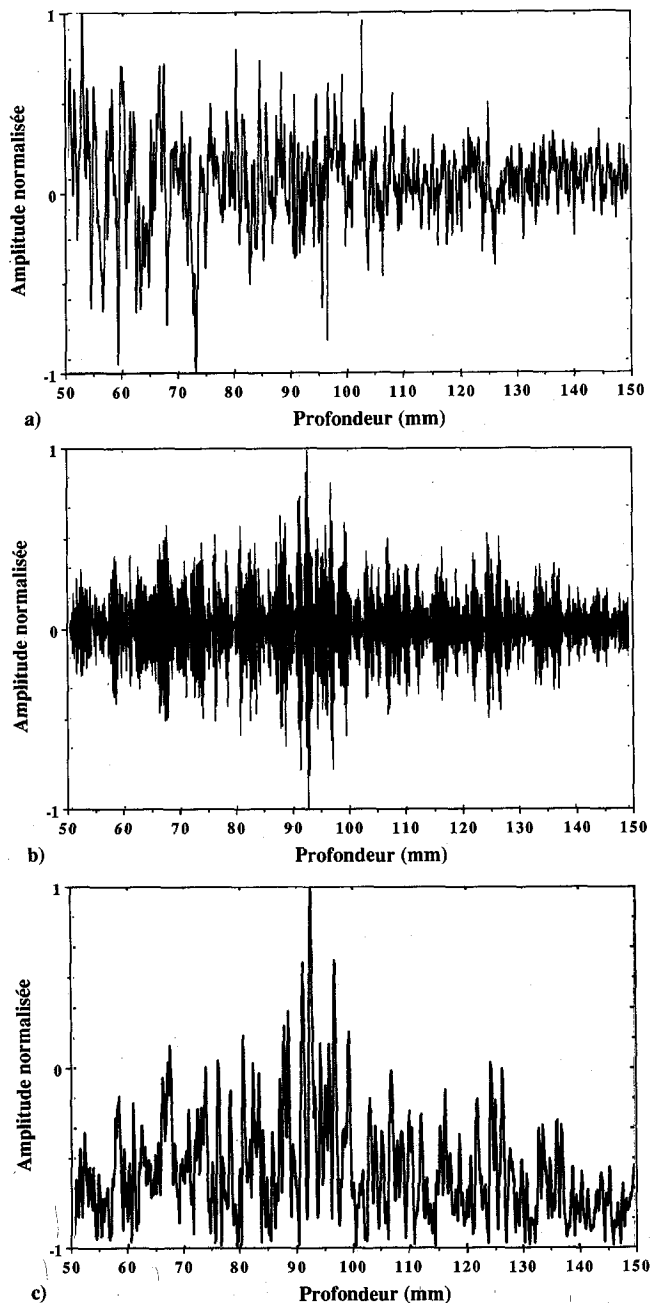


Fig. 7. — (a) Signal renvoyé par le milieu et reçu par la sonde. (b) Ligne échographique recueillie correspondant au signal de la figure (a). (c) Enveloppe du signal échographique de la figure (b).

Une fois le calcul effectué sur toutes les cibles, on convolue par la réponse impulsionnelle de la sonde en aller retour. La fonction d'excitation $e(t)$ est prise égale à une impulsion de Dirac. Il suffit donc de dériver l'ensemble par rapport au temps pour obtenir le signal RF cherché.

2. Ligne échographique

Un exemple du signal hors la partie électro-acoustique en émission-réception du transducteur (qui sera dénommée « réponse impulsionnelle du milieu ») est donné en figure 7a. Sa convolution ultérieure par la

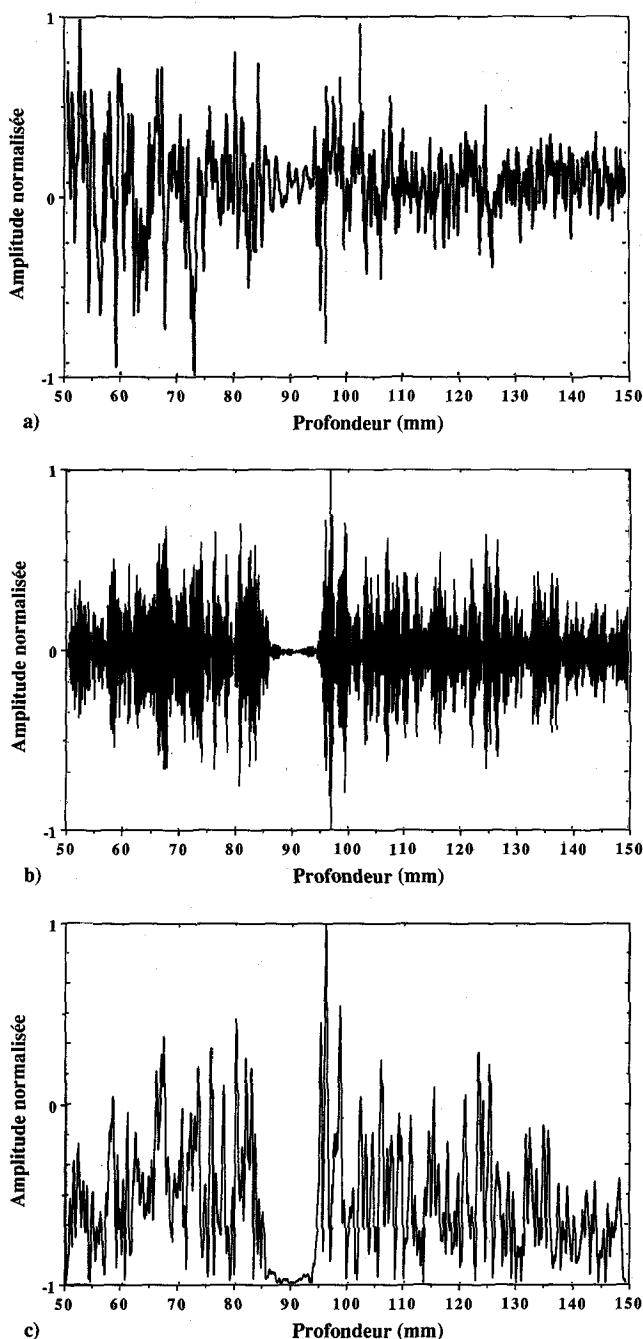


Fig. 8. — (a) Signal renvoyé par le milieu contenant une zone anéchogène et reçu par la sonde. (b) Ligne échographique recueillie provenant du milieu avec une zone anéchogène. (c) Enveloppe du signal échographique correspondant à la figure (b).

réponse impulsionnelle en aller retour de la sonde fournit la ligne échographique RF donnée en figure 7b.

Les figures 8a et 8b correspondent au même milieu mais comportant une zone anéchogène sphérique de 5 mm de rayon située sur l'axe de propagation à la distance de 90 mm de la sonde. On observe que le signal n'est pas rigoureusement nul dans cette partie, dû aux cibles externes à cette zone.

3. Enveloppe

La démodulation complexe se fait à la fréquence moyenne du spectre de puissance, soit à 3,0 MHz pour notre sonde. La transformée de Hilbert $\hat{u}(t)$ est d'abord calculée par convolution directe par $1/\pi t$, puis utilisée pour obtenir l'enveloppe par (13). Celle correspondant à la figure 7b est donnée en figure 7c et celle correspondant à 8b est donnée en 8c. On y remarque la zone anéchogène bien que le signal n'y soit pas nul. Le modèle pourra donc servir à déterminer le diamètre minimal détectable.

5. Conclusion

Le modèle tissulaire que nous avons présenté est composé de diffuseurs discrets répartis aléatoirement dans un milieu tridimensionnel, linéaire, homogène dans ses caractéristiques de densité et de compressibilité, isotrope, atténuant ou non. Il peut y être ajouté des zones plus ou moins échogènes. La sonde et le champ ultrasonore qu'elle génère sont aussi simulés à partir du modèle de Mason.

L'ensemble des deux modèles nous permet de calculer les lignes échographiques RF reçues par le système et échantillonnées à 50 MHz. Les premiers résultats sont présentés pour un milieu avec et sans zone anéchogène. Ils présentent l'allure de signaux échographiques tels que ceux enregistrés dans la pratique. L'enveloppe ainsi que les composantes en phase et en quadrature de la représentation de Rice peuvent être extraites de ces signaux. Tant que cette double modélisation n'est pas invalidée par les résultats expérimentaux, on dispose ainsi d'outils pour tester aussi bien les systèmes d'émission-réception ultrasonores que les algorithmes de traitement du signal développés pour l'extraction des paramètres physiques caractéristiques du milieu.

Manuscrit reçu le 16 mai 1988.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] P. N. T. WELLS, *Biomedical Ultrasonics*, Academic Press Inc. (London) Ltd, 1977, p. 20-22.
- [2] W. J. FRY, Mechanism of Acoustic Absorption in Tissue, *J.A.S.A.*, 24, 1952, p. 412.
- [3] P. RENAUD, J. Y. CHAPELON, D. CATHIGNOL et J. JOSSINET, Estimation des caractéristiques électromécaniques du transducteur ultrasonore. Confrontation théorie-expérimentation, *R.B.M.*, 7, n° 6, 1986, p. 369-373.

- [4] E. K. SITTIG, Design and technology of piezo-electric transducers for frequencies above 100 MHz, *Physicals Acoustics*, MASON et THURSTON ed., New York, 1972, p. 221-275.
- [5] W. P. MASON, *Electromechanical Transducers and Wave Filters*, 2nd ed., New York, Van Nostrand, 1948, p. 200-329.
- [6] P. R. STEPANISHEN, The time dependent force and radiation impedance on a piston in a rigid infinite planar baffle, *J.A.S.A.*, 49, n° 3 (part 2), 1980, p. 841-849.
- [7] J. C. LOCKWOOD et J. G. WILLETTE, High speed method for computing the exact solution for the pressure variations in the nearfield of a baffled piston, *J.A.S.A.*, 53, n° 3, 1973, p. 735-741.
- [8] M. ARDITI, F. S. FOSTER et J. W. HUNT, Transient fields of concave annular arrays, *Ultrasonic Imaging* 3, 1981, p. 37-61.
- [9] M. SIGWALT et M. FINK, Diffraction impulse response of non planar transducers, *Acoustical Imaging*, 14, 1985, p. 533-546.
- [10] D. GUYOMAR et J. POWERS, Propagation of transient acoustic waves in lossy and lossless media, *Acoustical Imaging*, 14, 1985, p. 521-531.
- [11] S. W. FLAX, G. H. GLOVER et N. J. PELC, Textural variations in B-mode ultrasonography: a stochastic model, *Ultrasonic Imaging*, 3, 1981, p. 235-257.
- [12] D. R. FOSTER, M. ARDITI, F. S. FOSTER, M. S. PATTERSON et J. W. HUNT, Computer simulation of speckle in B-scan images, *Ultrasonic Imaging*, 5, 1983, p. 308-330.
- [13] B. J. OOSTERVELD, J. M. THIJSSSEN et W. A. VERHOEF, Texture of B-mode echograms: 3-D simulations and experiments of the effects of diffraction and scatterer density, *Ultrasonic Imaging*, 7, 1985, p. 142-160.
- [14] J. D. POLHAMMER et W. D. O'BRIEN, The relationship between ultrasonic attenuation and speed in tissues and constituents: water, collagen protein and fat, *Medical Physics of CT Ultrasound: Tissue Imaging and Characterization*, G. D. FULLERTON et J. A. ZAGREBSKI ed., 1980, p. 409.
- [15] R. C. CHIVERS, The scattering of ultrasound by human tissues. Some theoretical models, *Ultrasound Med. Biol.*, 3, 1977, p. 1-13.
- [16] J. C. GORE et S. LEEMAN, Ultrasonic backscattering from human tissue: a realistic model, *Phys. Med. Biol.*, 22, 1977, p. 317-326.
- [17] J. C. BAMBER et R. J. DICKINSON, Ultrasonic B-scanning: a computer simulation, *Phys. Med. Biol.*, 25, 1980, p. 463-479.
- [18] E. L. CARTENSEN, W. D. LAW, N. D. MCKAY et T. G. MUIR, Demonstration of non linear acoustic effects at biomedical frequencies and intensities, *Ultrasound Med. Biol.*, 6, 1980, p. 359.
- [19] P. N. T. WELLS, *Biomedical Ultrasonics*, Academic Press Inc. (London) Ltd, 1977, p. 135-137.
- [20] A. PAPOULIS, *Probability, Random Variables, and Stochastic Processes*, MacGraw Hill, New York, 1965.