

ETUDE DE LA REFLEXION DE L'ONDE ULTRASONORE DANS LE DOMAINE TEMPOREL

STUDY OF THE REFLECTION OF THE ULTRASONIC WAVE IN THE TIME DOMAIN

Date de réception : 15/12/2020 ; Date d'acceptation : 28/12/2020

Résumé

La caractérisation du champ acoustique au moyen de calcul numérique permet d'examiner certains problèmes fondamentaux de la diffraction dans le cas de la réflexion de l'onde impulsionnelle. L'onde harmonique introduite à l'origine en optique est remplacée par une onde infiniment brève ou impulsion de Dirac et les calculs sont donc menés dans le domaine temporel. Une interprétation physique claire de ces résultats explique le mécanisme de cette réflexion sur un disque puis sur une cible ponctuelle. En application, on a choisi différents signaux d'entrée puis, par convolution numérique, on retrouve la forme du signal correspondant à l'onde réfléchie.

Mots clés : Champ acoustique, diffraction, réflexion, onde impulsionnelle, réponse impulsionnelle

LOUANI Kahina ^{1*}

1 Université Salah
Boubnider Constantine 3.

Abstract

The characterization of the sound field by means of numeral calculation allows to examine certain fundamental problems of the diffraction in the case of the reflection of the impulsive wave. The harmonious wave introduced originally in optics is replaced by an infinitely brief wave or an impulse of Dirac and thus the calculations are led in the temporal domain. A clear physical interpretation of these results explains the mechanism of this reflection on a record then on a limited target. In application, we chose various signals of entered then, by convolution digital technology, we find the form of the signal corresponding to the thoughtful wave.

Keywords: Sound field, diffraction, réflexion, impulse wave, impulse response.

ملخص

إن توصيف المجال الصوتي عن طريق الحساب الرقمي يجعل من الممكن فحص بعض المشاكل الأساسية للانعراج في حالة انعكاس الموجة الدافعة. يتم استبدال الموجة التوافقية التي تم إدخالها أصلاً في البصرييات بموجة قصيرة غير متناهية أو نبضة ديراك ، وبالتالي يتم إجراء الحسابات في النطاق الزمني. يفسر التفسير المادي الواضح لهذه النتائج آلية هذا الانعكاس على القرص ثم على هدف النقطة. في التطبيق ، اخترنا إشارات دخل مختلفة وبعد ذلك ، عن طريق الالتواء الرقمي ، نجد شكل الإشارة المقابلة للموجة المنعكسة.

الكلمات المفتاحية: المجال الصوتي، الحيود، الانعكاس، موجة الاندفاع. الموجة التوافقية.

* Auteur correspondant : kahina.louani@univ-constatine3.dz

I - INTRODUCTION :

L'application des ultrasons dans le domaine de l'imagerie médicale n'a pu avoir lieu que grâce à la connaissance des phénomènes de propagation des ondes (diffraction) et à leur interaction avec leur milieu d'évolution (réflexion, absorption, diffusion). Les propriétés acoustiques des tissus mous sont remarquablement très proches de celle de l'eau, ce qui a permis la vérification aisée des capteurs en expérimentation, en étudiant la réflexion de l'onde acoustique. Dans cette étude nous avons cherché à exprimer cette réflexion par une formulation analytique pour des cas simples. Nous présentons le cas de la réflexion d'une onde plane sur un disque puis sur une cible ponctuelle pour différents signaux d'excitation. Cependant il était intéressant de donner, au préalable, un aperçu sur la position du problème pour le calcul du champ acoustique en général.

II – CONCEPT DE CALCUL DU CHAMP ACOUSTIQUE :

Les méthodes de calcul du champ, que nous avons utilisées jusqu'à ce jour, s'avèrent insuffisantes car elles sont limitées à observer le champ uniquement dans le plan de l'image. Le capteur a été supposé unidimensionnel. Il est clair que pour pouvoir définir la distance minimum entre 2 plans de coupe adjacents, l'observation du champ acoustique dans un plan perpendiculaire au plan de balayage est indispensable à une qualité d'image 3D. D'autre part, la théorie classique de calcul du champ [2] ne s'applique que pour les faibles angles de déflexion du faisceau (< 20 degrés) alors que la connaissance du champ en dehors de cette zone est indispensable.

Par conséquent un modèle de calcul du champ tenant compte de l'aspect bidimensionnel du capteur serait mieux adapté, de plus il doit englober toutes les régions du champ autre que le champ proche.

II.1 – Equation d'onde

L'expression mathématique d'une onde satisfait généralement l'équation différentielle classique du type :

$$\Delta U(\mathbf{r},t) - 1/c^2 \partial_{tt}U(\mathbf{r},t)=0 \quad (2.1)$$

c étant la vitesse de propagation de l'onde.

Où Δ représente le Laplacien et $u(\mathbf{r},t)$ dépend des coordonnées spatio-temporelles.

L'équation étant linéaire, on peut décomposer $U(\mathbf{r},t)$ en composantes de Fourier et traiter séparément chacune des composantes du spectre. Comme la façon dont U dépend du temps est connu a priori, la fonction complexe $U(\mathbf{r})$ suffit à décrire complètement la perturbation.

Dans ce cas l'équation (2.1) se réduit à l'équation de Helmholtz.

$$(\Delta - k^2) U = 0 \quad \text{où } k = 2 \pi \nu / c$$

$U(r,t)$ dépend uniquement de l'espace

Dans le cas où U est une fonction scalaire, on peut effectuer le calcul de l'amplitude complexe U en un point d'observation P_0 de l'espace à l'aide du théorème de Green.

L'application de ce théorème exige d'une part la connaissance de $U(r)$ sur une surface fermée entourant P_0 et, d'autre part, un choix convenable de la fonction de Green [7] correspondant à une source ponctuelle.

II.2 – Equation intégrale :

D'après le principe de Huygens, le formalisme dû à Fresnel concerne le calcul approché de l'amplitude et de la phase des ondelettes émanant d'une ouverture diffractante, percée dans un écran. L'approximation de Fresnel, extraordinairement bonne en optique, peut s'appliquer aux ondes ultrasonores de fréquences assez élevées, mais elles seraient grossièrement fausses aux fréquences audibles.

Depuis, Helmholtz et Kirchhoff ont donné une formule rigoureuse; le premier pour les ondes sinusoïdales, le second pour les ondes à régime temporel quelconque [7].

Ces deux résultats ont été établis dans une écriture unique dite de Kirchhoff utilisée actuellement :

$$U(p) = 1/4 \cdot \pi \int_S [(\partial_n G) - (\partial_n U) G] dS \quad (2.2)$$

Cette expression donne la valeur de la fonction scalaire U (qui peut être le potentiel des vitesses, la pression acoustique, la dilatation etc.) en un point intérieur à un domaine quand on connaît les valeurs des composantes de l'intégrale en tout point P_0 de la surface S limitant le volume (fig.1).

La fonction de green a pour expression [4], à une constante de 4π près, en régime sinusoïdal :

$$g(r) = (1/r) \exp(-jkr) \quad (\text{Helmholtz})$$

(2.3)

ou encore

$$(2.4) \quad g(\mathbf{r},t) = \frac{[\quad]}{r} \quad (\text{Kirchhoff})$$

r est la distance MP ; les crochets '[]' désigne l'opérateur des potentiels retardés.

Dans le domaine de l'échographie, le milieu de propagation peut être assimilé à de l'eau comme milieu homogène, isotrope et non atténuant; par conséquent à un fluide où seules les ondes acoustiques longitudinales peuvent se propager. Le vecteur vitesse dérive alors d'un potentiel scalaire et les divers caractéristiques du champ acoustique s'expriment simplement par rapport à ce potentiel ϕ :

$$\vec{V} = -\text{grad } \phi$$

\vec{V} vecteur vitesse instantanée de déplacement des particules ;

$$p = \rho \cdot \partial \phi$$

p pression acoustique, ρ densité du milieu.

On peut donc exprimer le champ acoustique uniquement à l'aide de ce potentiel.

L'expression de $U(p)$, (2.2), traduit le principe développé par Huygens concernant la décomposition de l'ouverture en sources élémentaires émettant chacune un rayonnement proportionnel à la surface de la source et au champ local au niveau de cette source.

Il faut noter que dans le cas d'une fonction vectorielle (champ électrique ou magnétique pour une onde électromagnétique, champ de vitesse instantanée pour une onde acoustique), l'expression (2.2) ne peut pas être appliquée dans le cas général à chacune des composantes du vecteur considéré. Ceci vient du fait que les différentes composantes du vecteur ne sont pas indépendantes. Mais le problème peut toutefois être traité d'une façon rigoureuse lorsque le champ de vecteur dérive d'un potentiel scalaire.

II.3 – Formulation générale :

En partant de la formule intégrale de Kirchhoff qui nous permet de calculer la distribution spacio-temporelle de la pression acoustique $p(\mathbf{r},t)$ en un point du champ [1], on considère alors une surface fermée $S(r_0)$ qui sépare le volume où l'on se propose de calculer le champ du volume contenant les éventuelles sources (fig.1).

La distribution de la vitesse et de son gradient normal $\vec{\partial}_n v_p(z,t)$ doivent être connus sur cette surface $S(\vec{r}_o)$, il en est de même pour la fonction de Green $\vec{g}(\vec{r}/\vec{r}_o, t)$ de l'espace acoustique et de son gradient normal partout sur cette surface .

L'intégrale de Kirchhoff peut être exprimée de la façon suivante :

$$\Phi(\vec{r}, t) = \int_S [\Phi(\vec{r}_o, t) * \vec{\partial}_n \vec{g}(\vec{r}/\vec{r}_o, t) - \vec{\partial}_n \Phi(\vec{r}_o, t) * \vec{g}(\vec{r}/\vec{r}_o, t)] dS(\vec{r}_o) \quad (2.5)$$

Le signe ' * ' désigne le produit de convolution par rapport au temps.

Sur la figure 1, (S) est une surface fermée et \vec{n} , le vecteur normal à cette surface au point P_o représentant l'extrémité du vecteur \vec{r}_o . P_1 est le point d'observation.

La nature de la surface (S), (fig.1), peut être soit hypothétique ce qui correspond à la surface de sources secondaires, soit réelle et donc on est en présence de sources primaires d'après Huygens. Le premier type de sources donne lieu au phénomène de diffraction, quant au second, il s'agit d'un rayonnement.

Nous faisons l'hypothèse que les ondes émises sont planes sur la surface considérée, ce qui permet d'écrire :

$$\vec{\partial}_n p(\vec{r}, t) = -1/c \vec{\partial}_t p(\vec{r}, t) \quad (2.6)$$

On prend pour fonction de Green celle introduite par Lasota [5] :

$$\vec{g}(|\vec{r} - \vec{r}_o|, t) = \frac{\delta(t - |\vec{r} - \vec{r}_o|/c)}{4 \pi |\vec{r} - \vec{r}_o|^2} \quad (2.7)$$

$\vec{g}(|\vec{r} - \vec{r}_o|, t)$ ne dépend que de la distance qui sépare un point source du point d'observation.

La dérivée normale $\vec{\partial}_n g$ a pour expression :

$$\vec{\partial}_n \vec{g}(|\vec{r} - \vec{r}_o|, t) = \cos(\vec{n}, \vec{r} - \vec{r}_o) \frac{\delta(t - |\vec{r} - \vec{r}_o|/c)}{|\vec{r} - \vec{r}_o|^2}$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} g(|\vec{r} - \vec{r}_o|, t) \quad (2.8)$$

Nous remarquons que la variation de la fonction de Green par rapport à la normale ou gradient de $g(|\vec{r} - \vec{r}_o|, t)$ fait apparaître le facteur cosinus qui exprime la dépendance angulaire d'un diagramme de directivité d'un champ élémentaire.

En tenant compte de (2.8), le premier terme diminue avec le carré de la distance ($|\vec{r} - \vec{r}_o|$). Habituellement en acoustique, il est convenu de négliger les termes en $1/r^2$ afin de simplifier les calculs.

Dans ces conditions, on parle de champ lointain ou de l'approximation d'ondes courtes du fait que les résultats des calculs ne soient pas pris en considération, ni pour les fréquences basses, ni à proximité de l'ouverture.

Ce qui permet d'écrire :

$$|\vec{r} - \vec{r}_o| \gg \lambda \quad (2.9)$$

λ étant la longueur d'onde de la fréquence la plus faible du spectre de la bande concerné.

Le deuxième terme de la parenthèse dans (2.8) a la même forme que dans (2.6) ; il représente la pression acoustique, proportionnelle à la vitesse de variation de la force.

Substituons les expressions (2.6), (2.7) et (2.8) dans (2.5) ce qui donne l'expression exacte de la pression $p(r,t)$ pour les sources planes [4] ; nous utilisons cette approche pour la détermination du champ acoustique.

$$p(r,t) = \int_S p(r_o,t) \cos(\theta) \left[\frac{\delta(t-r_{o1}/c)}{4\pi(r_{o1})^2} + \frac{1}{c} \frac{\delta'(t-r_{o1}/c)}{4\pi(r_{o1})} \right] dS + \frac{1}{c} \int_S p'(r_o,t) \frac{\delta(t-r_{o1}/c)}{4\pi(r_{o1})} dS \quad (2.10)$$

Avec les notations , pour la simplification des écritures, suivantes :

$$r_{o1} = |\vec{r} - \vec{r}_o|$$

$$\cos(\theta) = \cos(\vec{n}, \vec{r}_{o1})$$

$$\delta' = d\delta/dt \quad \text{et} \quad p' = dp/dt$$

L'équation (2.10) peut se mettre sous la forme plus remarquable où on identifie aisément la formule Fresnel-Kirchhoff correspondant au premier terme dans le second membre de (2.11).

Ce cas correspond aux conditions introduites par Kirchhoff, il est donc possible de trouver les résultats bien connus dans la diffraction des ondes harmoniques [2].

$$p(r,t) = \frac{1}{c} \int_S p(r_o,t) * \frac{\delta'(t-r_{o1}/c)}{4\pi(r_{o1})} [1 + \cos(\theta)] dS + \int_S \cos(\theta).p(r_o,t) * \frac{\delta(t-r_{o1}/c)}{4\pi(r_{o1})^2} dS \quad (2.11)$$

Au cours des transformations de l'équation (2.10) vers (2.11) nous avons utilisé les propriétés du produit de convolution ainsi que les propriétés de la dérivée de la fonction δ de Dirac.

III – APPLICATIONS:

Dans nos calculs nous supposons connue l'expression de l'onde acoustique en un point du champ de propagation telle qu'elle a été définie par Lasota [4]. L'onde réémise après réflexion sera donc supposée comme onde de départ sans subir d'atténuation [8].

III.1 - Réflexion sur un disque :

Nous supposons qu'une onde plane se propage selon l'axe Oz (fig.2) ; l'expression de cette onde au point Z et donnée par :

$$p(r_o,t) = p(z,t) = P_o \delta(t-z/c) \quad (3.1)$$

c étant la vitesse de propagation de l'onde dans le milieu.

On pose $z/c = t_z$

Il s'agit donc du rayonnement des ondes planes avec une répartition uniforme dans le plan.

Au point situé à une distance z, cette onde est donc retardée de la valeur $t_z = z/c$.

De plus en ce point se trouve un disque rigide centré sur l'axe Oz. L'onde subira donc une réflexion sur cette surface circulaire.

La réflexion de cette onde sur le disque rigide est observée au point $z = Z_0$.

En admettant que la réflexion soit totale sur le disque, l'expression de la pression en Z_0 est donnée par la formule intégrale (3.2); en remplaçant l'expression de $p(r_0, t)$ par (3.1), on obtient :

$$p(r, t) = P_0 \int_S \delta(t-z/c) * \cos(\theta) \left[\frac{\delta(t-r_{01}/c)}{4\pi(r_{01})^2} + 1/c \frac{\delta'(t-r_{01}/c)}{4\pi(r_{01})} \right] dS +$$

$$1/c \int_S \delta(t-z/c) * \frac{\delta(t-r_{01}/c)}{4\pi(r_{01})} dS \quad (3.2)$$

Etant donné que le disque est supposé rigide, l'application des conditions aux limites introduite par Rayleigh,

$$\partial_n g(r/r_0) = 0$$

et $g(r/r_0, t) = 2g(|\vec{r} - \vec{r}_0|, t)$,

permet d'écrire l'équation (2.15) sous la forme suivante :

$$p(r, t) = 2P_0/c \int_S \delta'(t-z/c) * \frac{\delta(t-r_{01}/c)}{4\pi(r_{01})} dS \quad (3.3)$$

Le calcul de l'intégrale (3.3) est limité à la surface S représentant la surface du disque puisque c'est sur cette surface, uniquement, que s'effectue la réflexion de l'onde.

Etant donnée la géométrie de révolution, les coordonnées cylindriques sont mieux adaptées au calcul de (3.3).

Soit le changement de variable suivant (voir figure 3):

$$(3.4) \quad \left. \begin{aligned} ct_{z_0} &= Z_0 \\ r_0 &= (r_{01} - Z_0)^{1/2} \end{aligned} \right\}$$

$$dS = r_0 dr_0 d\phi$$

$$\cos(\theta) = ct_{z_0} / r_{01}$$

Introduisant la variable temporelle τ telle que :

$$\left. \begin{aligned} \tau &= r_{o1}/c \\ r_o &= c \cdot (\tau - \tau_{zo})^{1/2} \\ r_o dr_o &= c^2 \cdot \tau \cdot d\tau \\ \cos(\theta) &= \tau_{zo}/\tau \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

A partir des limites de la surface S on obtient les limites de r_o et ϕ :
 r_o varie de : 0 à R (rayon du disque)

ϕ varie de : 0 à 2π

On déduit les limites de l'intégrale par rapport à τ :

τ varie de : τ_{zo} à $\tau_R = R/c$

La direction de propagation de l'onde vers le point d'observation en Z_o par rapport au vecteur normal \vec{n} introduit le cosinus directionnel qui est constant sur un cercle centré sur l'origine du système d'axes et de rayon r_o .

En introduisant le changement de variable (3.5) dans (3.3) puis en effectuant le produit de convolution, on obtient :

$$p(z,t) = P_o \int_{\tau_{zo}}^{\tau_R} \delta'(t - tz - \tau) d\tau \quad (3.6)$$

Quelques propriétés de la fonction delta de Dirac sont utilisées dans ces calculs, . En introduisant la fonction H(.) de Heaviside dans (3.6) on obtient :

$$p(z,t) = P_o \int_{-\infty}^{+\infty} \delta'(t - tz - \tau) d\tau \cdot [H(t - t_{zo}) - H(t - t_R)] \quad (3.7)$$

La réponse sur l'axe a pour expression :

$$p(z,t) = P_o [\delta (t - (tz+t_{zo})) - \delta (tz + t_R)] \quad (3.8)$$

Nous remarquons que l'expression (3.8) du champ correspond à celle de l'émission par un disque d'une onde plane impulsionnelle [9] représentée sur le graphe ci-dessous (Fig.4).

III.2 - Interprétation :

Sur la figure 4, nous retrouvons les deux impulsions correspondant à l'onde directe ayant parcouru le trajet correspondant à la durée $(tz+t_{zo})$ suivie de l'onde de bord [12] qui arrive au point d'observation à l'instant $(tz+t_R)$. Aucune contribution n'arrive en Z_o après cet instant. L'intervalle de temps entre ces 2 impulsions correspond à la différence de marche temporelle

entre le point le plus proche de Z_0 et le point le plus éloigné, c'est-à-dire le contour du disque ainsi que la répartition uniforme de l'excitation donnent un état stationnaire entre les deux impulsions de Dirac.

Les figures 5, 6 et 7 correspondent à des solutions obtenues par calcul numérique en langage « FORTH-Asyst » -MacMillan Software Company- Edition, en effectuant le produit de convolution de la réponse impulsionnelle de l'ouverture (3.7) par le signal d'entrée. Ce produit de convolution est effectué sur 1024 points et l'incrément temporel est donné par : $(R/c)10 / 1024$. Le rayon du disque R est de 10mm et la fréquence du signal de 1.5MHz. ($c=1500\text{m/s}$).

La figure 5 et la figure 6 représentent la réponse dans le cas où l'excitation est un signal unipolaire de forme : carrée et demi-période de sinusoïde, respectivement. Le cas d'une période complète de sinusoïde est donné sur la figure 7.

La figure 5, la figure 6 et la figure 7, montrent les réponses sur l'axe du disque de rayon 10mm. Malgré la même valeur de l'amplitude maximum pour tous les signaux d'entrée, nous remarquons la dégradation de cette amplitude sur les réponses pour les signaux sinusoïdaux par rapport au signal carré. Ceci est dû au spectre étalé de ce signal relativement aux autres signaux. Ce type de signal peut donc être utilisé pour étudier la réponse de transducteurs ultrasonores.

III.3 - Réflexion sur une cible ponctuelle :

Dans les mêmes conditions de propagation de l'onde examinées précédemment, considérons une onde plane impulsionnelle émise à partir de l'ouverture d'un disque rigide. Une cible ponctuelle placée sur l'axe de ce disque (fig.8) assure la réflexion de cette onde dans les conditions de Fresnel. Cette hypothèse supplémentaire suppose donc que l'onde reste plane, ce qui est possible en choisissant, en plus, le point d'observation sur l'axe de l'ouverture.

L'expression de l'onde au point Z_0 , où se trouve le réflecteur ponctuel rigide, est donnée à partir de la solution précédente (3.8) soit :

$$p(z,t) = P_0 \left[\delta(t - t_{z_0}) - \delta(t - t_R) \right] \quad (3.9)$$

Avec $t_{z_0} = Z_0/c$ et $t_R = R/c$

Cela suppose un signal d'entrée de la forme $P_0 \cdot \delta(t)$.

L'onde réfléchie interceptée par le disque peut être calculée à partir de l'expression (2.8), en appliquant le principe de réciprocité et en tenant compte des conditions aux limites admises comme rigides (en échographie). L'expression intégrale de la pression est donnée par :

$$(3.10) \quad p(r,t) = 2P_0/c \int_S [(\delta'(t-t_Z) * \delta'(t-t_R)) * \frac{\delta(t-r_{o1}/c)}{4\pi(r_{o1})}] dS$$

Etant donnée la géométrie du problème, (fig.8), on peut donc appliquer le même changement de variable (3.4), (3.5), que précédemment ; en effectuant le produit de convolution dans (3.10), on obtient :

$$(3.11) \quad p(z,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_0 [\delta(t-t_Z-\tau) - \delta(t-t_Z+\tau)] d\tau \cdot [H(t-t_{z0}) - H(t-t_R)]$$

Après intégration, l'expression de la pression sur l'axe est donnée par :

$$p(z,t) = P_0 [\delta(t - 2.t_Z) - 2.\delta(t - t_Z - t_R) + \delta(t - 2.t_R)]$$

La figure 9 représente l'allure de la pression sur l'axe.

III.4 - Interprétation:

La réponse obtenue sur la figure 9 représente 3 impulsions de Dirac :

- La première impulsion est une onde directe ayant parcourue un trajet minimum $2.t_Z$; c'est donc la première contribution à la formation du champ avec une amplitude égale à celle de l'excitation $P_0.\delta(t)$.
- La deuxième impulsion est une combinaison de l'onde de départ et d'une onde de bord obtenu par réflexion où on remarque une inversion de signe (impulsion négative). Le changement d'état dû à la réflexion donne une amplitude double par rapport à l'onde de départ positionnée au milieu des deux impulsions positives.
- La troisième impulsion est une onde de bord comme celle obtenue en figure 4 mais inversée du fait de la réflexion.

La figure 10, la figure 11 et la figure 12 représentent le champ obtenu pour différentes excitations par calcul numérique comme pour le cas précédent avec les mêmes remarques.

Nous ajoutons que pour les signaux unipolaires, la réflexion sur la cible ponctuelle fait apparaître en plus l'alternance négative représentée sur les figures (a). Ce résultat est tout à fait attendu et montre clairement le phénomène de la réflexion (ou retour de l'onde) avec un changement de phase.

La figure 13 illustre une excitation quasi-harmonique (sinusoïde modulé par une gaussienne) de fréquence F . En (a), la réponse en un point proche de l'ouverture est très perturbée par rapport à celle obtenue plus loin. L'amplitude maximum de ces réponses en (b)

montre le champ de cette ouverture circulaire ; nous retrouvons la position de la limite du champ donnée classiquement par l'expression R^2/λ .

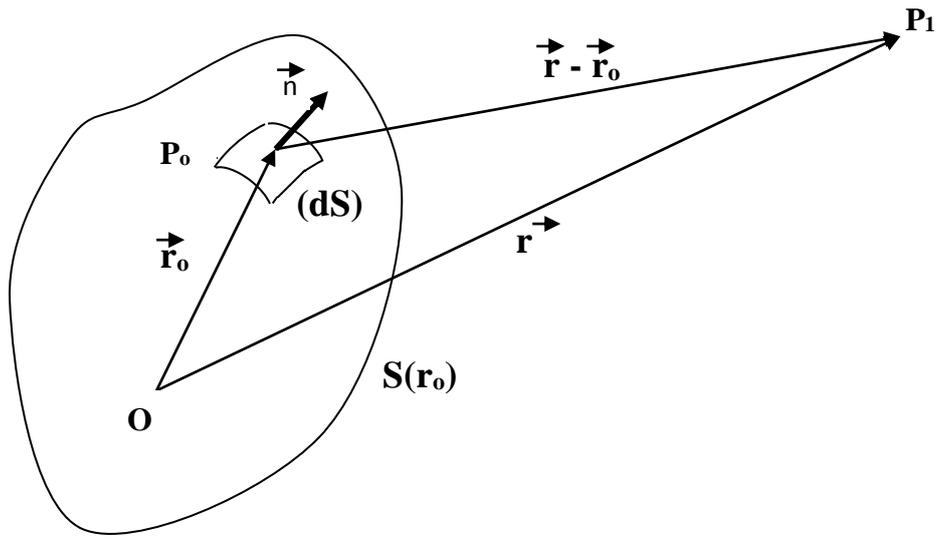
CONCLUSION

Dans les deux cas de l'application étudiée ci-dessus, nous remarquons que l'expression de l'onde réfléchie est obtenue dans les conditions de Fresnel. Ces conditions ainsi que les conditions aux limites du 'baffle rigides' choisies dans notre étude, sont généralement celles retrouvées lors des applications expérimentales des capteurs circulaires. Aucune autre simplification des calculs n'est faite. Le choix du système de coordonnées ainsi que le changement de variable dans le calcul des intégrales, ont été choisis d'après la géométrie du problème.

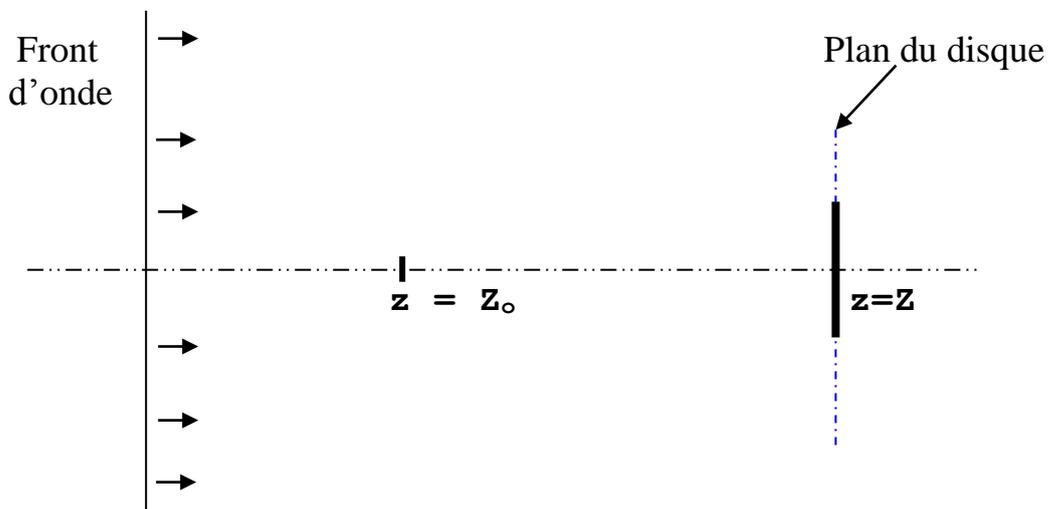
Dans le cas de la réflexion sur un disque, nous retrouvons l'expression de l'onde émise par un capteur circulaire avec l'hypothèse d'une réflexion totale.

Par ailleurs, le point d'observation a été pris sur l'axe de l'ouverture à symétrie de révolution. Dans la pratique, c'est généralement sur cet axe que l'on cherche à exploiter ce type de capteur circulaire.

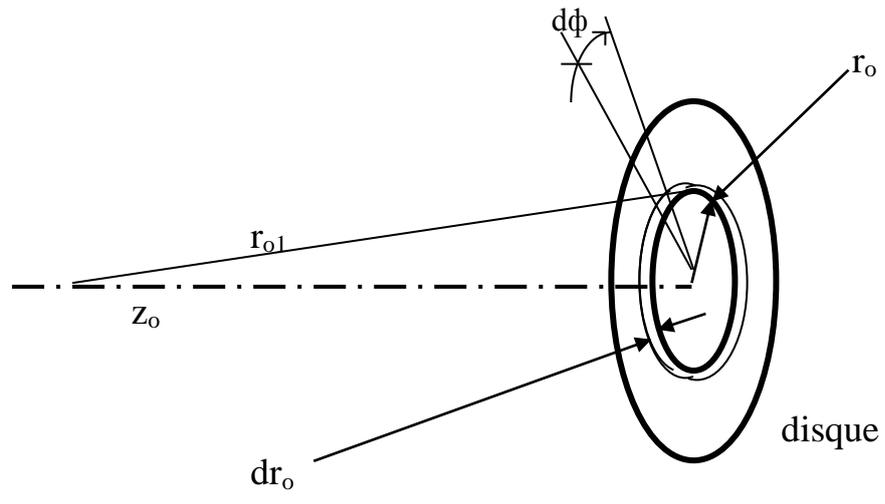
Les solutions obtenues par calcul numérique, pour différentes excitations du capteur, montre la déformation du signal sur l'axe de l'ouverture qui représente la résolution axiale. L'ouverture réalise donc un filtrage du signal obtenu par le calcul du produit de convolution. L'excitation de forme carrée, de spectre riche en harmoniques, donne un champ plus important en amplitude contrairement aux autres cas et la réflexion équivaut donc à un double filtrage.



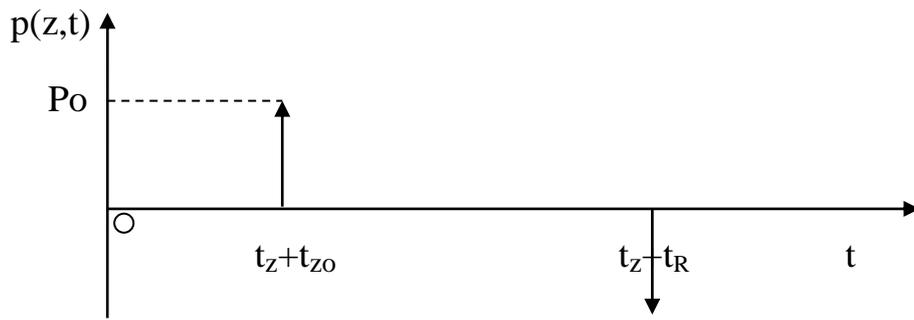
(Fig.1)



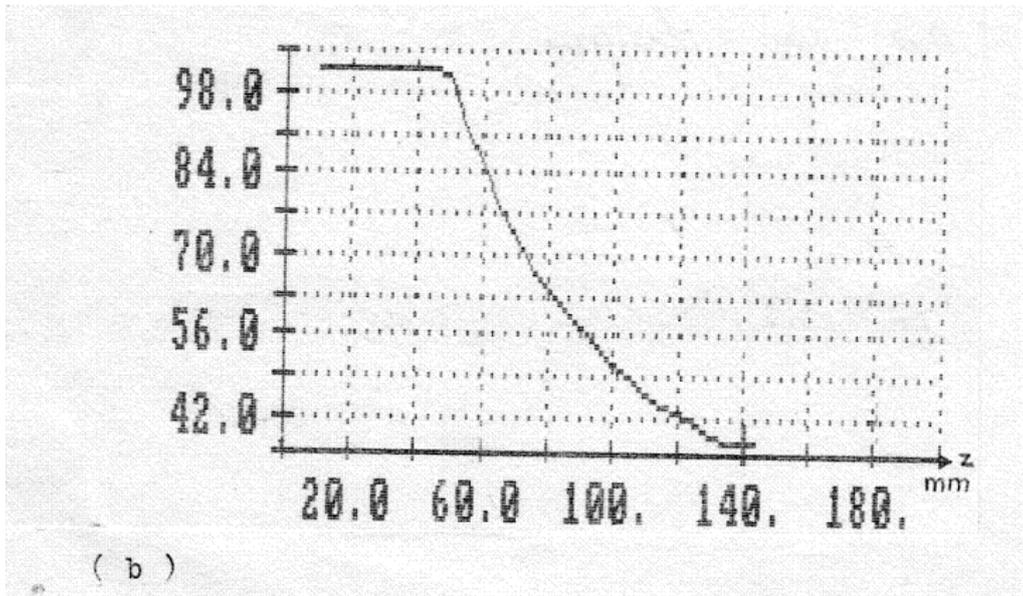
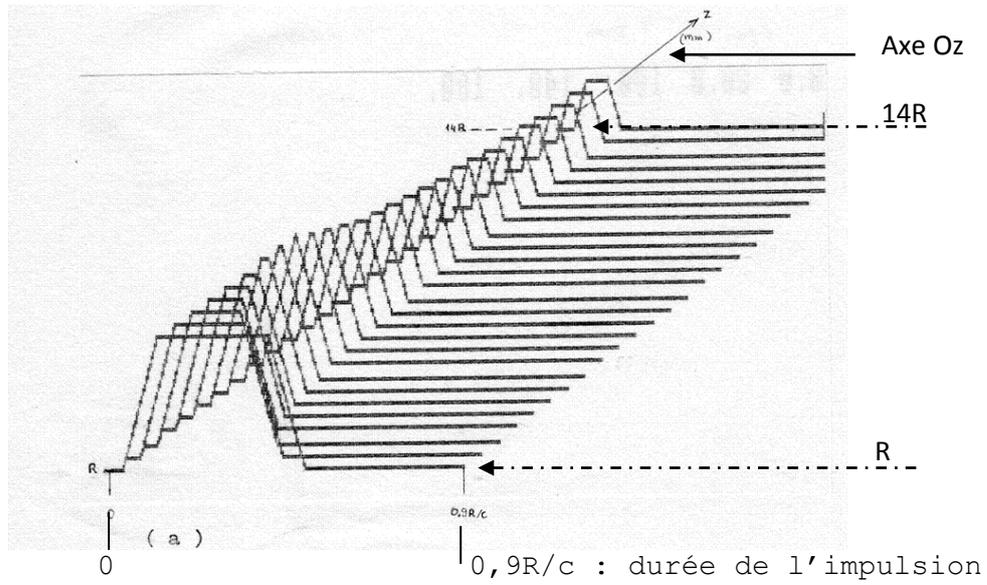
(Fig.2)



(Fig.3)



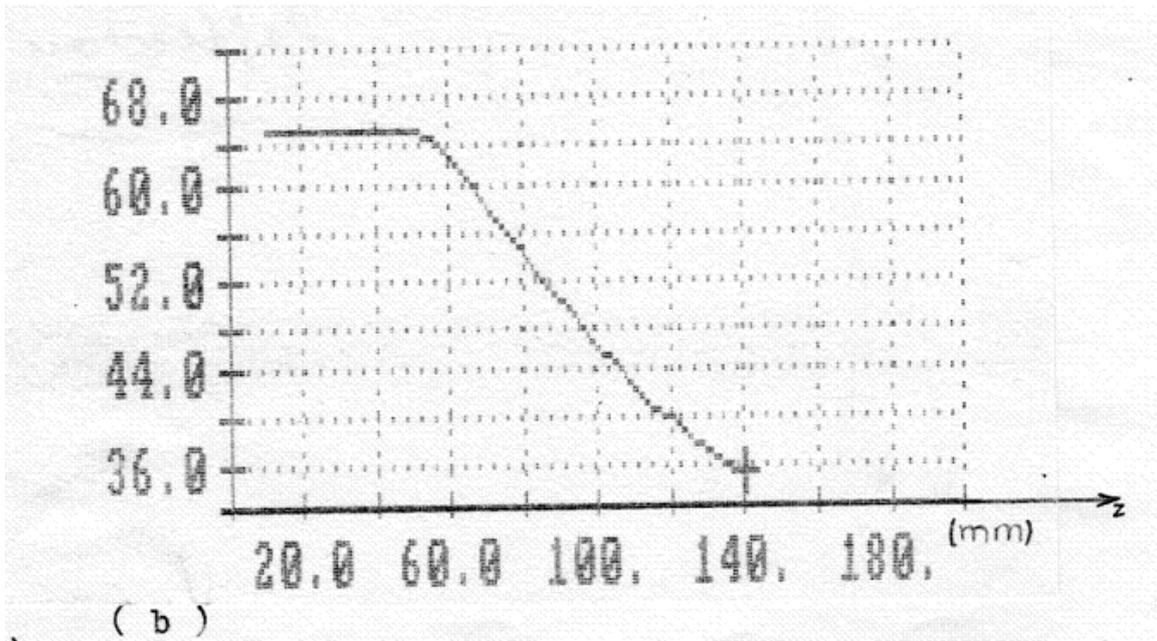
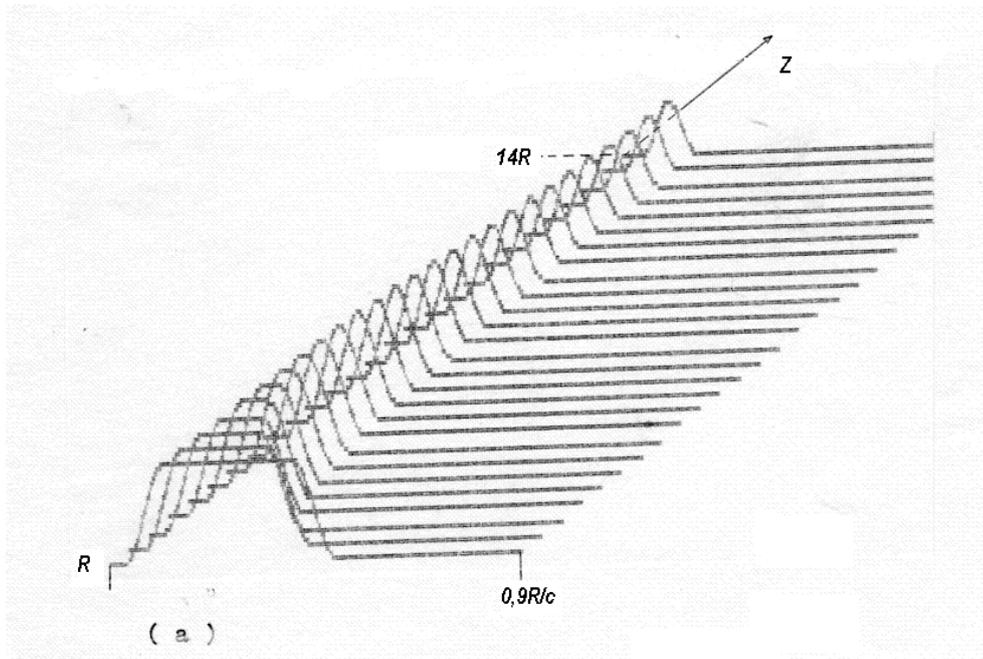
(Fig.4)



(Fig.5) – Représentation du champ impulsionnel réfléchi avec une impulsion d'excitation de forme carrée .

En (a), on observe l'onde réfléchie représentée sur l'axe 0Z

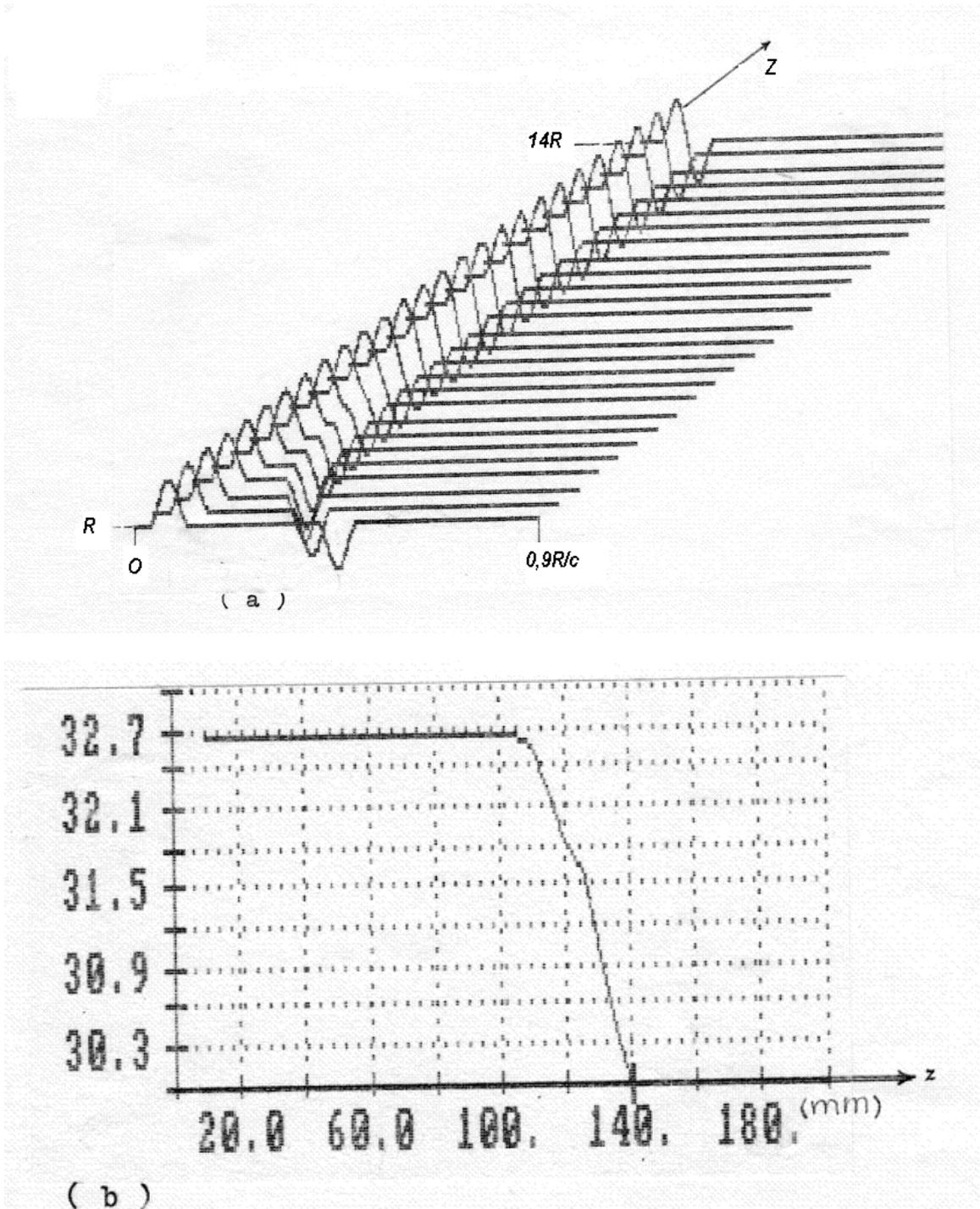
En (b), la variation de l'amplitude de l'onde réfléchie.



(Fig.6) – Représentation du champ impulsionnel réfléchi avec une impulsion d'excitation de forme demi-période de sinusöide.

En (a), on observe l'onde réfléchie représentée sur l'axe 0Z

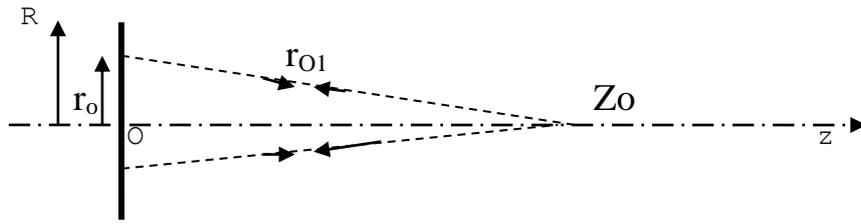
En (b), la variation de l'amplitude de l'onde réfléchie.



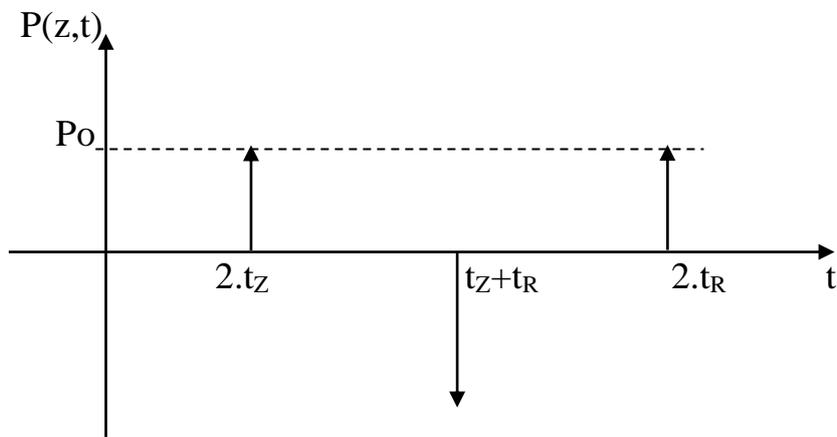
(Fig.7) – Représentation du champ impulsionnel réfléchi avec une impulsion d’excitation de forme d’une période complète de sinusoïde.

En (a), on observe l’onde réfléchi représentée sur l’axe OZ

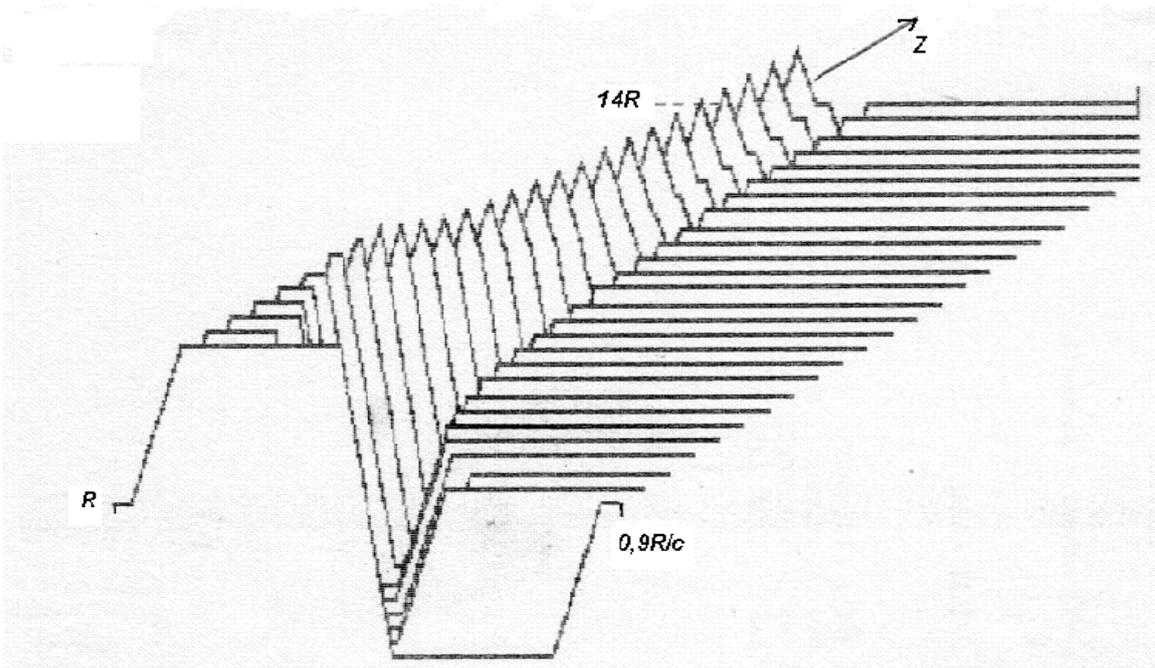
En (b), la variation de l’amplitude de l’onde réfléchi.



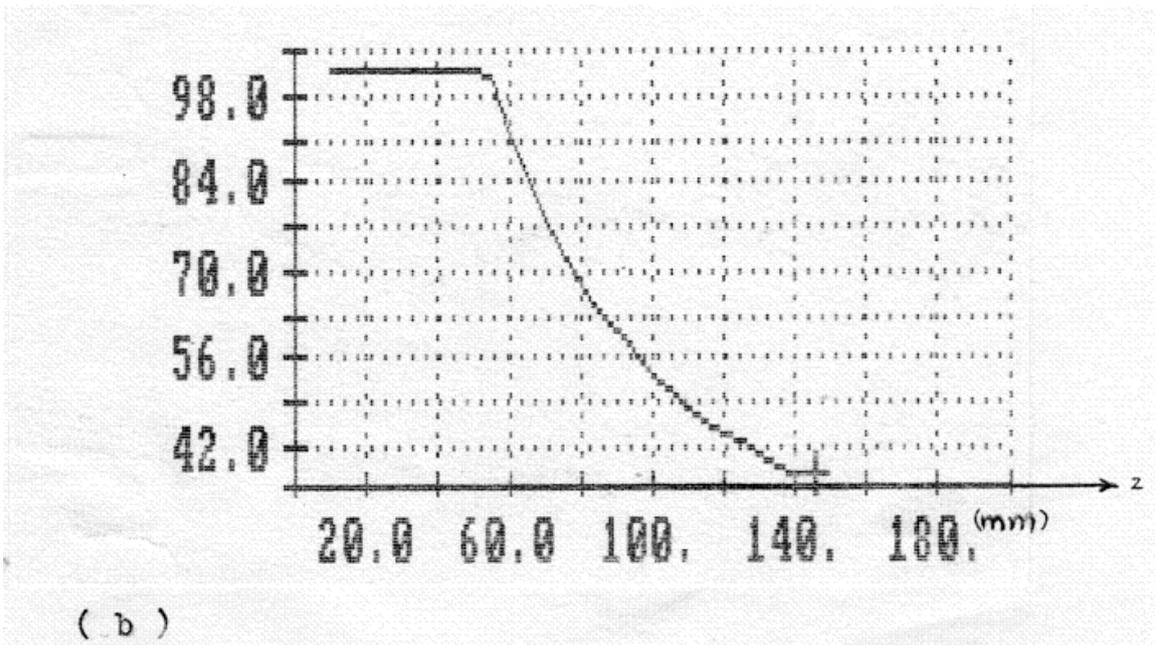
(Fig.8)



(Fig.9)



(a)

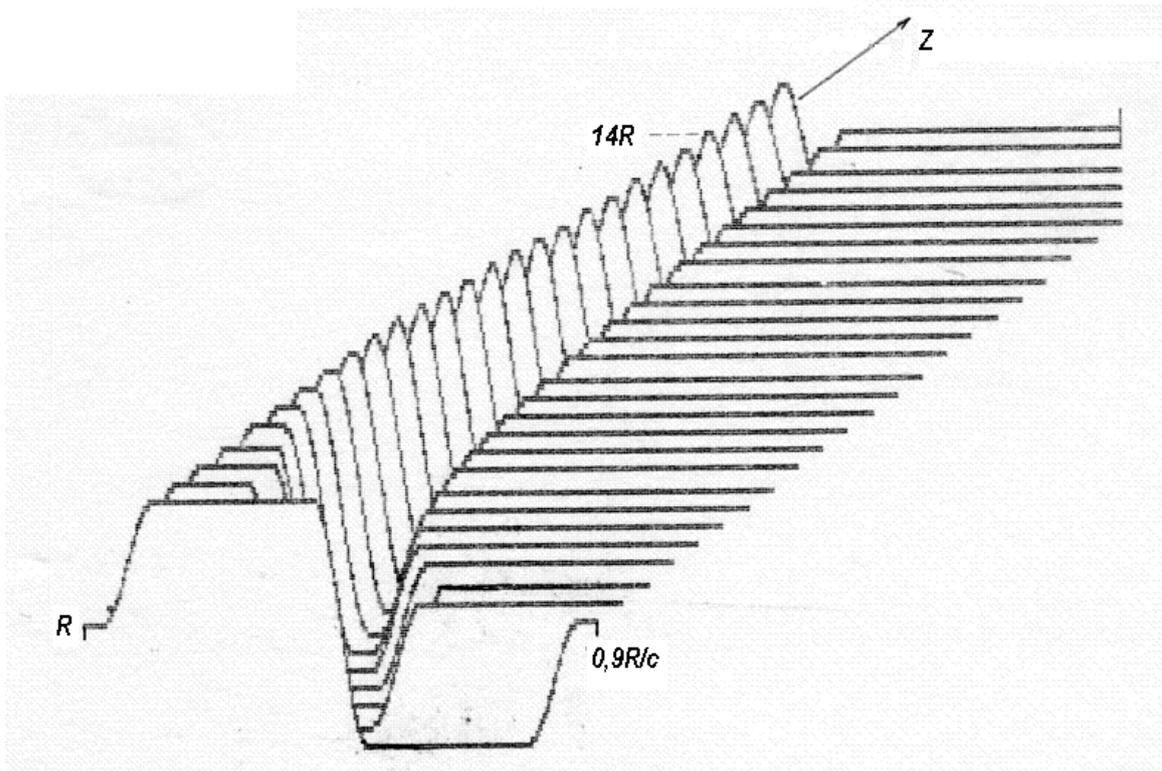


(b)

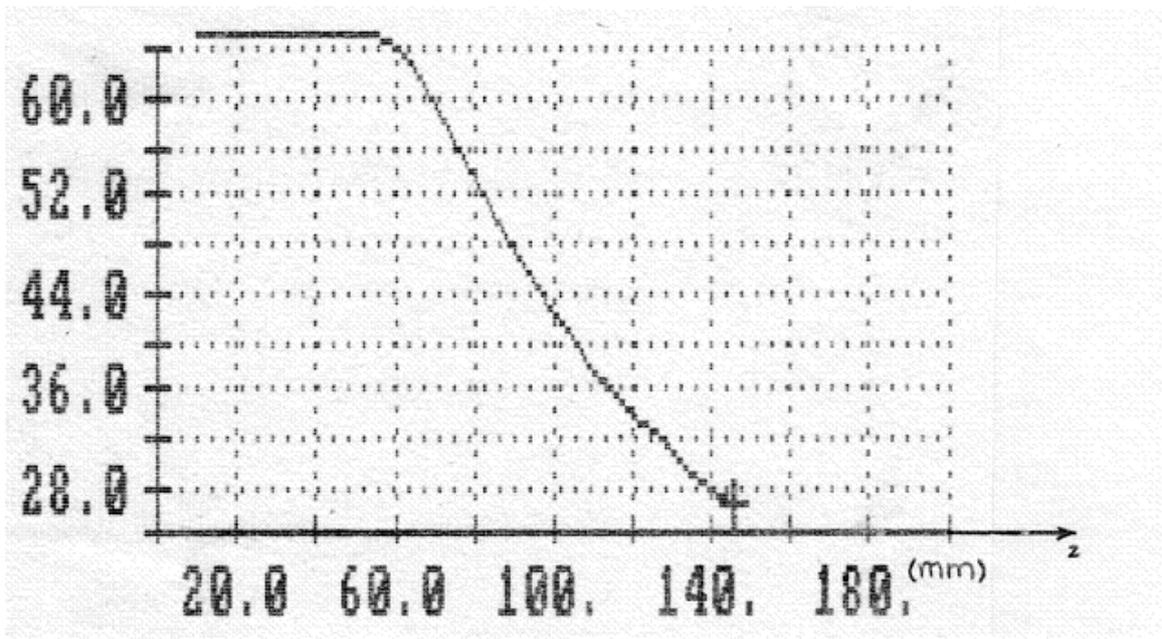
(Fig.10) – Représentation du champ impulsionnel émis par un disque avec une impulsion d'excitation de forme carrée.

En (a), on observe l'onde représentée sur l'axe OZ

En (b), la variation de l'amplitude de l'onde.

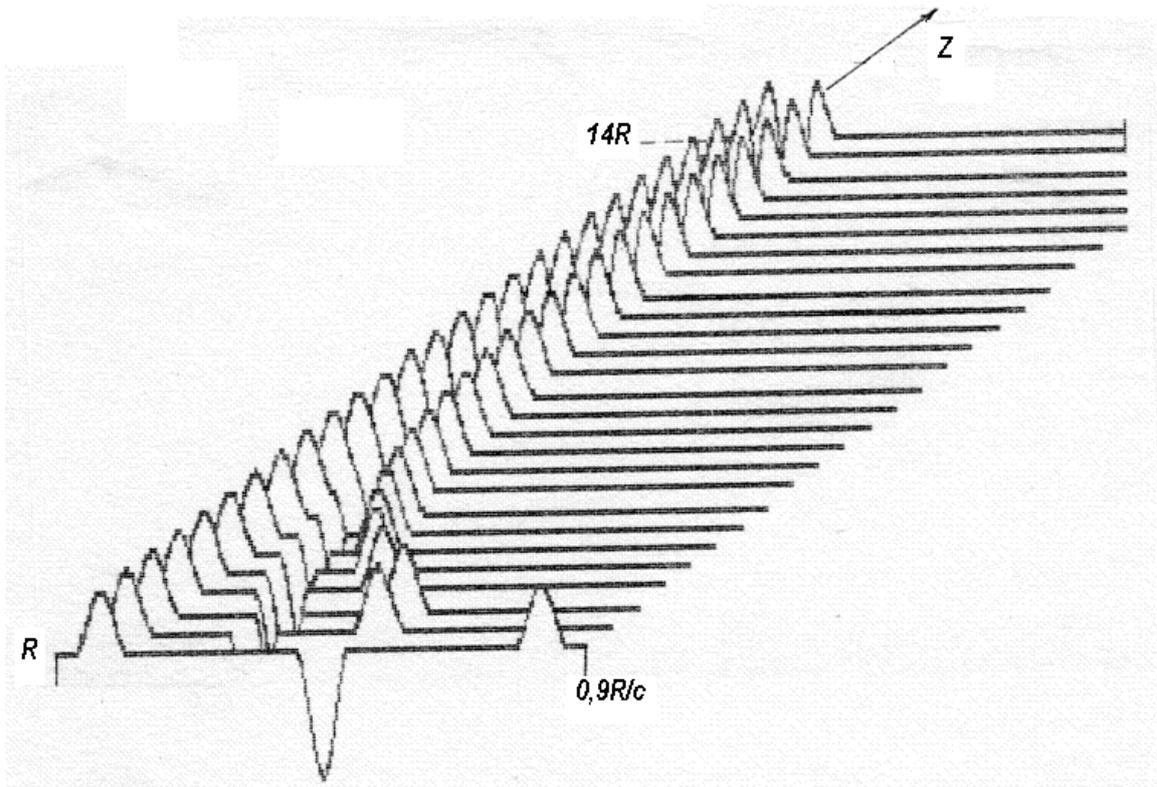


(a)

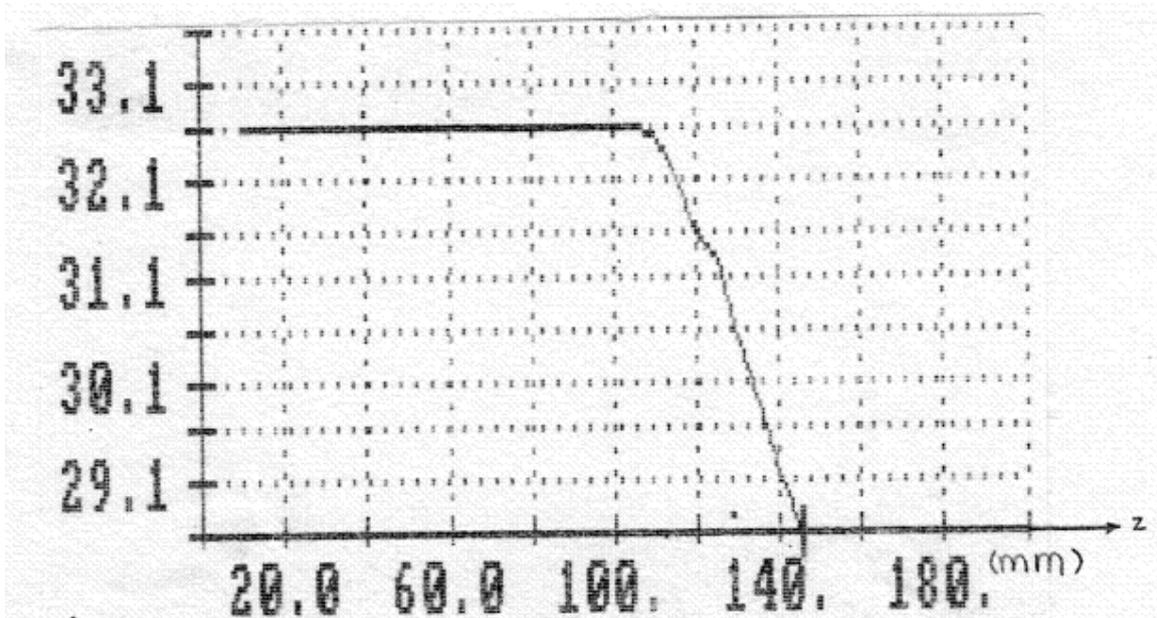


(b)

(Fig.11) – Excitation : demi-période de sinusoïde
 (a)- champ sur l'axe
 (b)- variation de l'amplitude sur l'axe



(a)

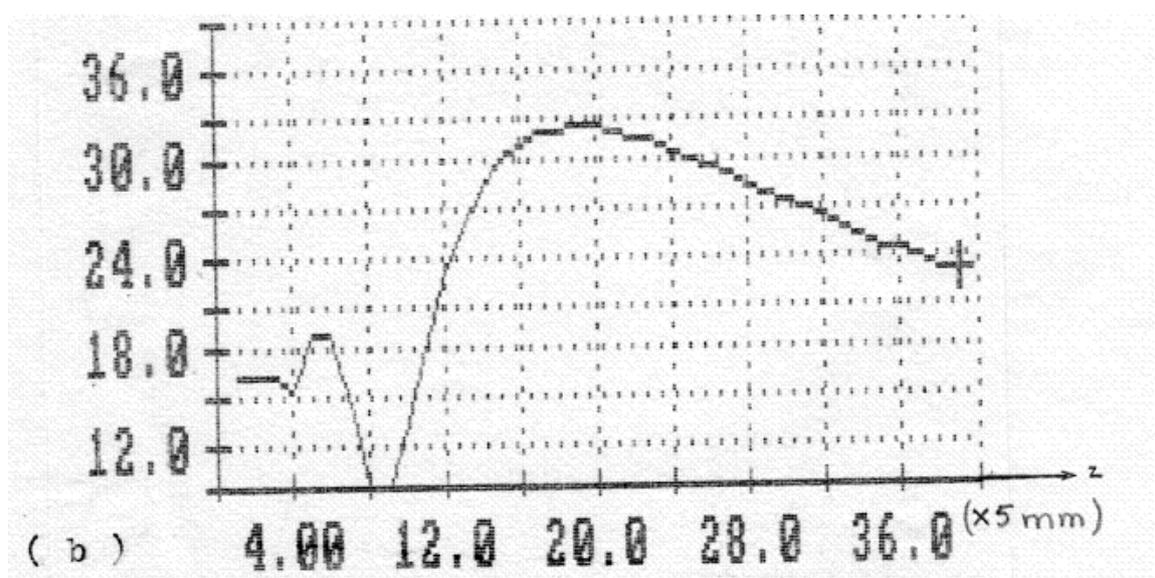
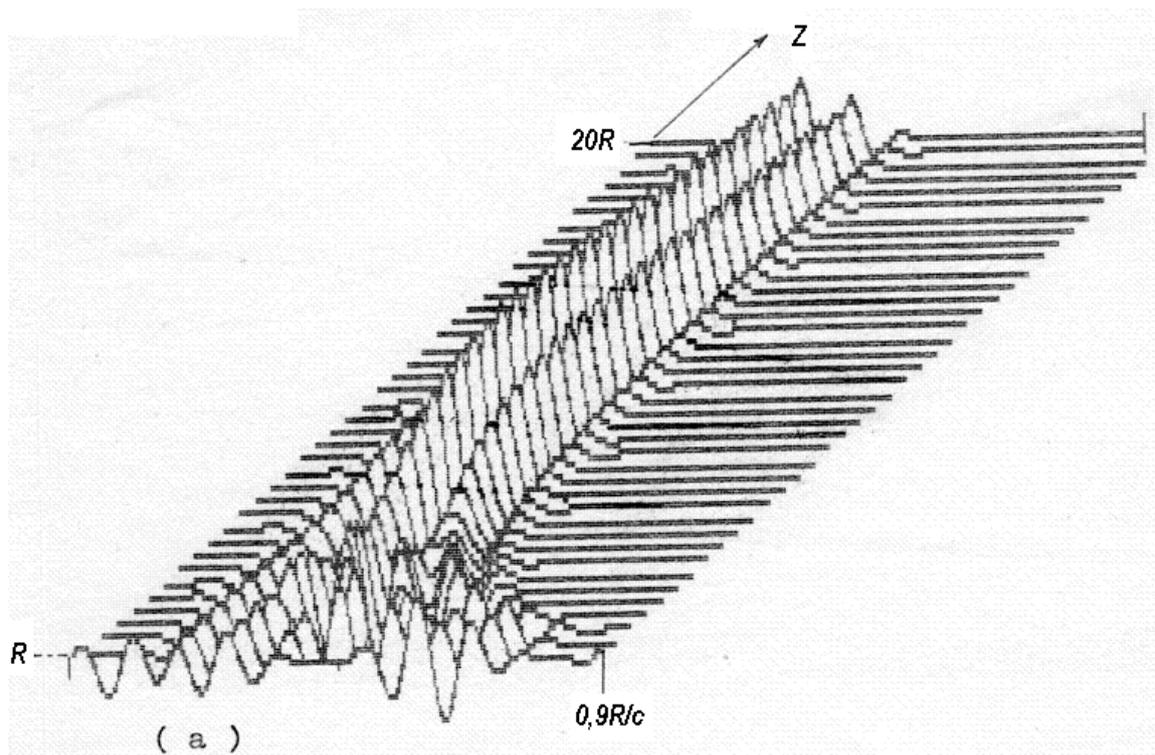


(b)

(Fig.12) – Excitation : une période complète de sinusoïde

(a)- champ sur l'axe

(b)- variation de l'amplitude sur l'axe



(Fig.13) – Excitation : en forme d'un écho de 1,5MHz
 (a)- champ sur l'axe
 (b)- variation de l'amplitude sur l'axe.

BIBLIOGRAPHIE

- 1- FINK M.A. and J.F. CARDOSO “Diffraction effects in pulse-echo measurement” IEEE Transactions in sonics and ultrasonics. Vol SU-31, N°4, pp.313-329 July 1984.
- 2- GOODMAN J.W. , “Introduction to Fourier optics” Mc Graw-Hill, New York 1968
- 3- HAVLICE J.F. and J.C. TAENZER “Medical Ultrasonic Imaging; an overview of principles and instrumentation” IEEE Vol 67, pp. 620-641 Apr. 1979.
- 4- LASOTA H. «Etude du champ acoustique des sources planes dans le domaine temporel » thèse d'état, Université de Valenciennes 1985.
- 5- LASOTA H. and R.SALAMON “Application of time-space impulse responses to calculations of acoustic fields in imaging system” Acoustic imaging pp.493-512 Oct. 1982.
- 6- LOCKWOOD J.C. and J.G. WILLETTE, “High-speed method for computing the exact solution for the pressure variations in the near-field of a baffled piston” J. ACOUST SOC of America Vol. 53 N°3 pp.735-741 1973.
- 7- MOSTARSHEDI S. “ Réflexion des champs électromagnétiques en milieu urbain et incertitude associée: analyse au moyen de la fonction de GREEN” Thèse de Doctorat 2008. Université Paris-Est.
- 8- OTANI J. “Contribution à la théorie du sonar à onde pulsée » Thèse d'université, Université de Provence 1972.
- 9- PEREZ M. “ONDES ” AMERINSA - Edition 2009/2010
- 10- TANCRELL R.H. , J.CALLERAMME, and D.T.WILSON, « Near Field transient acoustic beam forming with arrays ». Ultrasonics symposium proceedings IEEE N°78 pp.339-343.1978.
- 11- WEIGHT J.P. and A.J. HAYMAN , “Observations of the propagation of very short ultrasonic pulses and their reflection by small targets” J. ACOUSTIC SOC. Of America 62 (2) pp.396-404 Feb. 1978
- 12- WILKIE-CHANCELLIER N. “ Réflexion et conversion d'une onde de Lamb à l'extrémité biseautée d'une plaque ” Thèse de Doctorat 2003. Université du Havre.