

N^o d'ordre : 21/2004-M/PH

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

Université des sciences et de la technologie

Houari Boumediene (U.S.T.H.B)

FACULTE DE PHYSIQUE

MEMOIRE

Présenté Pour l'obtention du diplôme de

MAGISTER EN PHYSIQUE

Spécialité : Matériaux & composants

par : M^{elle} GACHI SALIHA

Sujet :

**ETUDE THEORIQUE ET PRATIQUE DE
L'IDENTIFICATION DE CIBLES MULTIFORMES
ENFOUIES**

Soutenu publiquement le : 07 juillet 2004

devant le jury composé de :

M. M. BENDAOU	Professeur	Président.
M. F. BOUBENIDER	Professeur	Directeur de thèse.
M. T. BOUTKEDJIRT	Maître de conférences	Examineur.
M. D. BRADAI	Maître de conférences	Examineur.
M. A. BADIDI BOUDA	Chargé de recherches	Examineur.

DEDICACES

Je dédie,

Cette thèse, à mes parents, pour m'avoir toujours soutenue dans mes études, et avoir créé l'environnement nécessaire à la réalisation de ce travail.

A ceux que j'aime le plus au monde, mes frères et sœurs, mes neveux et nièces, sans oublier ma belle sœur.

A tous mes amis (es), en les remerciant d'avoir toujours été présents dans les moments difficiles.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué à l'Université des Sciences et de la Technologie « Houari Boumediene », au laboratoire de physique des Matériaux de la Faculté de Physique, dans l'équipe d'Acoustique.

Je souhaite, tout d'abord, remercier tout particulièrement mon directeur de thèse, le professeur Fouad BOUBENIDER, pour la confiance qu'il m'a témoignée. Il m'a accueilli et m'a proposé un sujet motivant. J'ai eu la chance de bénéficier de ses conseils durant cette thèse. Je le remercie encore pour sa bonhomie, sa gentillesse avec tous les membres de son équipe, et pour l'ambiance sympathique et motivante qu'il a su instaurer au sein du laboratoire.

Que le professeur M.BENDAOUD, trouve ici, l'expression de mes plus vifs remerciements pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse. Je tiens à lui exprimer toute ma gratitude.

Je suis très sensible, à l'honneur que me fait le Maître de Conférences T.BOUTKEDJIRT, en acceptant de faire partie de mon jury. Je lui en suis hautement reconnaissante.

Je remercie, chaleureusement le Maître de Conférences D.BRADAI, d'avoir accepté d'examiner ce travail et de participer au jury de cette thèse.

Je tiens également, à remercier le Chargé de Recherches A. BADIDI BOUDA, responsable du Laboratoire de Caractérisation et d'instrumentation à Chéraga, « L.C.I » de m'avoir fait confiance, en mettant à ma disposition, tout le matériel nécessaire pour la réalisation de ce travail et pour sa gentillesse.

Je remercie également le directeur du C.S.C, le professeur A. Benchaala, pour m'avoir permis l'accès au centre de chéraga.

Je ne saurais oublier tous les membres du laboratoire d'acoustique. Il m'est très agréable de leur exprimer mes sincères remerciements pour leur sympathie et le soutien qu'ils m'ont apporté tout au long de ce travail. Mes remerciements vont aussi aux amis (es), auprès desquels, j'ai toujours trouvé le soutien et les encouragements, en particulier, l'ingénieur du C.S.C. R.HALIMI.



SOMMAIRE

INTRODUCTION	4
--------------------	---

CHAPITRE I

I. Cible en champ libre : calcul du champ diffusé par la méthode des équations intégrales de domaine (DIEM).

1.1 Introduction	7
1.2 Représentation intégrale des champs de pression.	7
1.3 Conclusion.	13

II. Cible enfouie : Calcul du champ diffusé par la méthode des équations intégrales de domaine.

2.1 Introduction.	14
2.2 Calcul du champ de pression diffusé par une cible enfouie.	14
2.2.1 Calcul du champ de pression en l'absence de cible.	15
2.2.2 Calcul de la fonction de Green spécifique.	17
2.3 Conclusion.	21

CHAPITRE II

Caractérisation acoustique d'un sédiment sableux

1. Introduction	22
2. Caractérisation granulométrique	22
3. Présentation de l'échantillon du sable.	23
4. Mesure des paramètres acoustiques du sable	23
4.1 Calcul de la masse volumique du sable	23
4.2 Calcul de la vitesse de l'onde dans le sable	23
a- Méthode en émission-réception	23
b- Méthode en écho-mode	25

4.3 Calcul de la porosité du sable.	26
4.3.1 Définition.	26
4.3.2. Evaluation de la porosité par des méthodes physiques	26
a- Méthode acoustique	27
b- Méthode par pesage	28
5. Diffusion de l'onde acoustique dans du sable saturé d'eau	28
6. Comportement acoustique du sable.	29
6.1 Procédure expérimentale	29
6.2 Résultats expérimentaux.	30
7. Conclusion.	33

PARTIE EXPERIMENTALE

CHAPITRE III

1. Introduction.	34
2. Hypothèses du travail	35
3. Les cibles sous test	36
4. Principe des mesures ultrasonores et positionnement de la cible	37
5. Description de la chaîne de mesure	37
a) Fonctionnement de la commande manuelle	38
b) Fonctionnement de la commande automatique	38
6. Cuve ultrasonore.	39
7. Présentation générale du transducteur et ses caractéristiques ..	39

Etude expérimentale

1. Localisation de la cible	40
1.1 Résultats expérimentaux.	41
1.2 Discussion des résultats	44
2. Influence de la taille de la cible	46
2.1 Résultats expérimentaux et discussion	46

CHAPITRE IV :

I. L'imagerie ultrasonore

1. Introduction	49
2. Définition et caractérisation d'une image ultrasonore	49
2.1 Modes de visualisation d'une image ultrasonore	49
a- Représentation type A (A-Scan)	49
b- Représentation type B (B-Scan)	49
c- Représentation type C (C-Scan)	50
2.2 Caractéristiques d'une image numérique	50
3. Etude pratique	51
3.1 Echantillonnage et acquisition des données	51
3.1.1 Forme du balayage	51
3.1.2 L'acquisition	52
3.2 Résultats et discussion	52
3.3 Conclusion	57

II. Spectre de réémission acoustique de la cible enfouie :

1. Introduction	58
2. Principe de la technique impulsionnelle	58
1.1 Procédure expérimentale	58
1.2 Résultats expérimentaux et discussion	59
3. Conclusion	64

CONCLUSION GENERALE	67
----------------------------------	-----------

BIBLIOGRAPHIE	70
----------------------------	-----------

ANNEXE A	75
-----------------------	-----------

Introduction

L'étude du milieu marin présente un intérêt considérable, tant sur le plan civil que militaire. Les applications sont très diverses : cartographie des fonds marins, géophysique, archéologie sous marine, pêche, off-shore (installations pétrolières installées au large des côtes), communication sous-marine, etc. Sur le plan militaire, la détection et la classification de cibles sous-marines occupent une place très importante dans les recherches menées actuellement. Deux types de cibles sont concernées : les sous-marins (présents dans la colonne d'eau) et les mines (la plupart du temps posées sur le fond ou enfouies dans les sédiments) [1].

Les systèmes sonars actuels permettent de détecter l'objet, à partir de l'écho diffusé ou du bruit émis par l'objet. La localisation s'effectue par l'analyse spatiale du champ acoustique reçu sur une antenne linéaire de grande dimension. L'identification, est réalisée à partir de l'analyse spectrale de l'écho c'est-à-dire, à partir de la signature acoustique de la cible. La détection et la classification des mines posées sur le fond s'effectue grâce à des sonars latéraux destinés à la cartographie des fonds. Ce procédé possède une très bonne résolution spatiale mais, n'est plus envisageable lorsque la mine est enfouie. La détection peut s'effectuer à partir de l'écho retrodiffusé, mais l'identification de la cible est beaucoup plus délicate[1].

De nombreux travaux basés sur le phénomène de résonance et s'appuyant sur des techniques de traitement du signal, ont été réalisés pour la reconnaissance des cibles. Le but étant de décider s'il s'agit d'objets manufacturés (mines, pipes, etc.) ou d'objets naturels (cailloux, roches, etc.) [2,3]. Une autre étude propose de classifier les objets par imagerie acoustique en s'inspirant des techniques de tomographie ultrasonore (ces techniques d'imagerie consistent à reconstruire à partir des données mesurées par les capteurs, des caractéristiques physiques d'un objet) [4,5,6,7].

La diffraction d'une onde acoustique (électromagnétique) par une cible enfouie, a été très largement étudiée, surtout de manière théorique. De nombreuses méthodes

existent qui sont souvent basées sur des représentations d'intégrales de domaine[8,9,10,11], de frontière[12,13,14,15,16] ou en utilisant le calcul de la matrice T (matrice carré triangulaire) [17,18].

Le travail effectué dans cette thèse est une contribution à l'étude, en temps et en fréquence, des caractéristiques d'une cible faiblement enfouie dans le sable. On essaye de montrer que, l'écho renvoyé par la cible enfouie fournit des informations qui suffisent à la localiser et à l'identifier. Ces expériences ont été menées au laboratoire de Caractérisation et d'Instrumentations (L.C.I.) du centre de recherche scientifique et technique en soudage et contrôle (C.S.C.) de chéraga et au laboratoire de Matériaux et Composants, dans l'équipe d'acoustique, de la faculté de physique de l'U.S.T.H.B.

Le premier chapitre est consacré à l'étude théorique du problème. Dans cette étude, on se limitera à établir l'expression du champ acoustique diffusé par une cible cylindrique de forme quelconque ; dans une première étape en champ libre (non enfouie), et dans une seconde étape, s'aidant des résultats précédents, nous chercherons à déterminer le champ de pression diffusé en tout point de l'espace par la cible enfouie.

Le milieu utilisé pour enfouir nos cibles étant le sable, il est nécessaire d'en faire l'étude acoustique. Le deuxième chapitre sera consacré à la caractérisation acoustique de ce milieu particulier. L'étude de la dispersion de l'onde émise sera étudiée et les résultats de cette étude seront comparés à ceux obtenus par d'autres chercheurs.

Le troisième chapitre sera consacré à l'étude expérimentale d'une cible faiblement enfouie dans le sable. Une partie de ces expériences sera consacrée à la localisation de trois cibles de géométrie différentes : sphère, plaque et cylindre enfouies à des profondeurs variables . Une autre partie, sera consacrée à l'étude de l'influence de la taille d'une sphère enfouie sur l'amplitude de l'écho.

Le quatrième chapitre portera sur l'identification de l'objet enfoui : dans ces expériences, d'une part, il s'agira de déterminer les dimensions planes (la forme) des cibles, en procédant par balayage en XY, pas à pas et automatisé, de la surface plane cachant l'objet sous test. D'autre part, il s'agira de révéler leur nature (plaque, sphère ou cylindre) en utilisant le spectre de réémission de l'énergie emmagasinée par la cible insonée.

Dans la conclusion, nous évoquerons les travaux à réaliser ultérieurement, afin d'améliorer les techniques utilisées pour une meilleure prise en charge de ce problème.

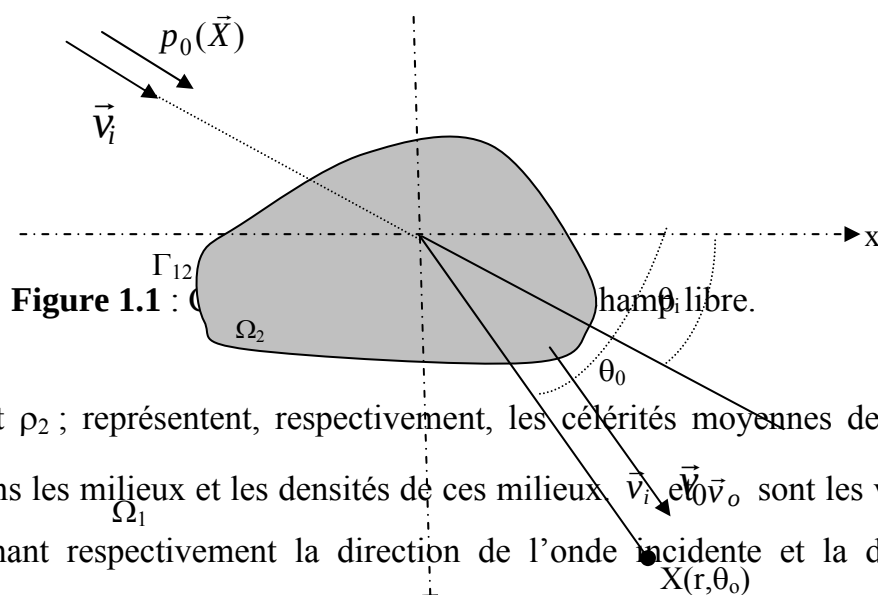
I. Cible en Champ libre : Calcul du champ diffusé par la méthode des équations intégrales de domaine.

1.1. Introduction :

Préalablement, au calcul du champ de pression acoustique diffusé par une cible enfouie, nous nous intéressons dans ce chapitre introductif, au calcul du champ acoustique diffusé par un objet cylindrique, de section quelconque, en tout point de l'espace. La méthode utilise une représentation en intégrales de domaine et de frontières.

1.2. Représentation intégrale des champs de pression :

Considérons, une cible cylindrique de section quelconque Ω_2 , immergée dans un milieu infini, occupant le domaine Ω_1 dans le plan (xOz) (fig. 1.1). On suppose que les deux milieux sont fluides, homogènes et isotropes. La cible est éclairée par une onde plane monochromatique se propageant dans Ω_1 telle que $p_0(\vec{X}) = p_0 e^{ik_1 \vec{v}_i \cdot \vec{x}}$.



C_1 , C_2 et ρ_1 et ρ_2 ; représentent, respectivement, les célérités moyennes des ondes ultrasonores dans les milieux et les densités de ces milieux. $\vec{v}_i$ et $\vec{v}_o$ sont les vecteurs unitaires désignant respectivement la direction de l'onde incidente et la direction d'observation ($\vec{v}_o = \frac{\vec{X}}{\|\vec{X}\|}$). L'axe z désigne la profondeur.

Dans ce chapitre, le problème est exprimé en fonction de deux variables $\vec{X}'$ et $\vec{X}$, qui sont les positions du point source et d'observation respectivement.

Soit $p(\vec{X})$ le champ de pression en un point $\vec{X}$ de l'espace et soient $p_1(\vec{X})$ et $p_2(\vec{X})$ tels que :

$$p(\vec{X}) = p_1(\vec{X}) \quad \text{si } \vec{X} \in \Omega_1$$

$$p(\vec{X}) = p_2(\vec{X}) \quad \text{si } \vec{X} \in \Omega_2$$

$p(\vec{X})$ vérifie l'équation de Helmholtz :

$$\Delta p(\vec{X}) + k^2(\vec{X})p(\vec{X}) = 0 \quad (1.1)$$

et la condition de Sommerfeld de rayonnement à l'infini : lorsque la surface d'intégration est rejetée à l'infini, et en l'absence de source à l'infini, le champ de pression doit être nul, l'intégrale de surface apparaissant dans l'expression de $p(\vec{X})$ doit être nulle à l'infini, cette condition est donnée par :

$$\lim_{\|\vec{X}\| \rightarrow +\infty} \sqrt{\|\vec{X}\|} \left(\frac{\partial p(\vec{X})}{\partial \|\vec{X}\|} - ik_1 p(\vec{X}) \right) = 0$$

le module du vecteur d'onde $k(\vec{X}) = k_i = \frac{w}{c_i}$ si $\vec{X} \in \Omega_i$, $i = 1, 2$.

Le problème de la diffraction par une cible de section quelconque, n'admet pas, en générale, de solution analytique ; sauf dans quelques cas particuliers. Nous cherchons donc la solution sous forme intégrale; cette représentation est classique dans les problèmes de diffusion. L'équation intégrale permet d'obtenir la solution dans tout le domaine à trois dimensions (Ω_1) dès lors qu'elle est connue sur la surface à deux dimensions (Γ_{12}) frontière du domaine. Afin d'établir la représentation intégrale du champ de pression, nous avons besoin de la fonction de Green en champ libre $G_1(\vec{X}', \vec{X})$, c'est à dire le champ de pression calculé en point $\vec{X}$. Cette fonction est solution de l'équation inhomogène de Helmholtz suivante :

$$\Delta G_1(\vec{X}', \vec{X}) + k_1^2 G_1(\vec{X}', \vec{X}) = -\delta(\vec{X}' - \vec{X}) \quad (1.2)$$

$\delta(\vec{X}' - \vec{X})$ est la forme spatiale de la fonction Delta à deux dimensions, et peut s'écrire

$$\delta(\vec{X}' - \vec{X}) = \delta(x' - x) \delta(z' - z).$$

$$\lim_{\|\vec{X}'\| \rightarrow +\infty} \sqrt{\|\vec{X}'\|} \left(\frac{\partial G_1(\vec{X}', \vec{X})}{\partial \|\vec{X}'\|} - i k_1 G_1(\vec{X}', \vec{X}) \right) = 0$$

ainsi que la condition de Sommerfeld :

$$\lim_{\|\vec{X}\| \rightarrow +\infty} \sqrt{\|\vec{X}'\|} \left(\frac{\partial G_1(\vec{X}' - \vec{X})}{\partial \|\vec{X}'\|} - i k_1 G_1(\vec{X}' - \vec{X}) \right) = 0$$

Dans le problème à deux dimensions, la fonction de green s'écrit:

$$G_1(\vec{X}', \vec{X}) = \frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_1 \|\vec{X}' - \vec{X}\|) \quad [19], \quad H_0^{(1)} \text{ étant la fonction de Hankel de première}$$

espèce d'ordre zéro, son expression est donnée par :

$$H_0^1(k_1 \|\vec{X}' - \vec{X}\|) = J_0(k_1 \|\vec{X}' - \vec{X}\|) + i Y_0(k_1 \|\vec{X}' - \vec{X}\|)$$

où J_0 et Y_0 sont respectivement les fonctions de Bessel et de Neumann d'ordre zéro.

A partir de l'équation (1.1) nous obtenons :

$$\Delta p_1(\vec{X}') + k_1^2 p_1(\vec{X}') = 0 \quad (1.3)$$

$$\Delta p_2(\vec{X}') + k_2^2 p_2(\vec{X}') = 0 \quad (1.4)$$

A l'interface entre deux fluides, il y a continuité de la pression $p(\vec{X})$ et de la

vitesse normale $\frac{1}{\rho(\vec{X})} \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} p(\vec{X})$ sur Γ_{12} :

$$p_1(\vec{X}) = p_2(\vec{X}) \quad (1.5)$$

$$\frac{1}{\rho_1(\vec{X})} \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} p(\vec{X}') = \frac{1}{\rho(\vec{X})} \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} p_2(\vec{X}') \quad (1.6)$$

Considérons le domaine Ω_1' délimité par la frontière Γ_{12} et le cercle Γ' (Fig.1.2).

En multipliant l'équation (1.2) par $p_1(\vec{X})$ et l'équation (1.3) par $G_1(\vec{X}', \vec{X})$ on aboutit à :

$$p_1(\vec{X})\Delta G_1(\vec{X}',\vec{X})+k_1^2 p_1(\vec{X})G_1(\vec{X}',\vec{X})=-\delta(\vec{X}-\vec{X}')p_1(\vec{X}) \quad (1.7)$$

$$G_1(\vec{X}',\vec{X})\Delta p_1(\vec{X}')+k_1^2 p_1(\vec{X}')G_1(\vec{X}',\vec{X})=0 \quad (1.8)$$

En faisant la soustraction de (1.7) et (1.8), et on intégrant sur le domaine Ω_1' on obtient:

$$\int_{\Omega_1'} \left\{ G_1(\vec{X}',\vec{X})\Delta p_1(\vec{X}')-p_1(\vec{X}')\Delta G_1(\vec{X}',\vec{X}) \right\} d\Omega(\vec{X}') = \int_{\Omega_1} \delta(\vec{X}-\vec{X}')p_1(\vec{X}') d\Omega(\vec{X}') \quad (1.9)$$

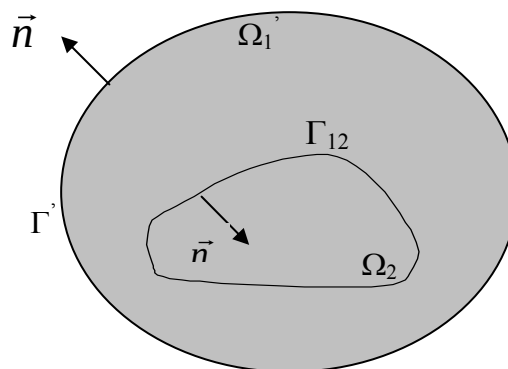


Figure.1.2 : Définition du domaine Ω_1' .

Le théorème de Green, permet de transformer une intégrale de volume en intégrale de surface [20] :

$$\int_{V_-+V_+} (\Psi \Delta \Phi - \Phi \Delta \Psi) dV = \int_S \left\{ (\Psi \partial_n \Phi) - (\Phi \partial_n \Psi) \right\} dS$$

Φ et Ψ étant deux fonctions définies, $\Delta \Phi$ et $\Delta \Psi$ leurs premières dérivées. V_- et V_+ sont respectivement, le volume interne et externe de l'objet.



dans notre cas, $\vec{n}$ est la normale à la surface Γ' sortant du volume Ω' d'où :

$$\int_{\Omega'_1} \delta(\vec{X}', \vec{X}) p_1(\vec{X}') d\Omega(\vec{X}') =$$

$$\int_{\partial\Omega'_1} \left\{ G_1(\vec{X}', \vec{X}) \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} P_1(\vec{X}') - p_1(\vec{X}') \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} G_1(\vec{X}', \vec{X}) \right\} d\Gamma(\vec{X}')$$

$\partial\Omega'_1$ est la frontière de Ω'_1 donc $\partial\Omega'_1 = \Gamma_{12} \cup \Gamma'$, d'où :

$$\int_{\Omega'_1} \delta(\vec{X}', \vec{X}) p_1(\vec{X}') d\Omega(\vec{X}') =$$

$$\int_{\Gamma_{12}} \left\{ G_1(\vec{X}', \vec{X}) \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} P_1(\vec{X}') - p_1(\vec{X}') \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} G_1(\vec{X}', \vec{X}) \right\} d\Gamma(\vec{X}') +$$

$$\int_{\Gamma'} \left\{ G_1(\vec{X}', \vec{X}) \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} P_1(\vec{X}') - p_1(\vec{X}') \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} G_1(\vec{X}', \vec{X}) \right\} d\Gamma(\vec{X}') \quad (1.10)$$

si Γ' tend vers l'infini et en appliquant la condition de Sommerfeld et le principe de la phase stationnaire on montre que [21] :

$$\int_{\Gamma'} \left\{ G_1(\vec{X}', \vec{X}) \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} P_1(\vec{X}') - p_1(\vec{X}') \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} G_1(\vec{X}', \vec{X}) \right\} d\Gamma(\vec{X}') = p_0(\vec{X}) \quad (1.11)$$

de (1.10) et (1.11) on déduit :

$$\Pi_{\Omega'_1}(\vec{X}) p_1(\vec{X}') = p_0(\vec{X}) + \int_{\Gamma_{12}} \left\{ G_1(\vec{X}', \vec{X}) \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} P_1(\vec{X}') - p_1(\vec{X}') \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} G_1(\vec{X}', \vec{X}) \right\} d\Gamma(\vec{X}') \quad (1.12)$$

$\Pi_{\Omega_1}(\vec{X})$ étant la fonction caractéristique de Ω_1 définie par :

$$\Pi_{\Omega_1}(\vec{X}) = \begin{cases} 1 & \text{si } \vec{X} \in \Omega_1 \\ 0 & \text{si } \vec{X} \in \Omega_2 \end{cases}$$

En procédant de la même manière que précédemment, nous obtenons :

$$\int_{\Omega'_2} \left\{ G_1(\vec{X}', \vec{X}) \Delta p_2(\vec{X}') - p_2(\vec{X}') \Delta G_1(\vec{X}', \vec{X}) \right\} d\Omega(\vec{X}')$$

$$+ \int_{\Omega_2} (k_2^2 - k_1^2) G_1(\vec{X}', \vec{X}) p_2(\vec{X}') d\Omega(\vec{X}') = \int_{\Omega_2} \delta(\vec{X}', \vec{X}) p_2(\vec{X}') d\Omega(\vec{X}')$$

et, en appliquant le théorème de Green sur le domaine Ω_2 , on obtient :

$$\begin{aligned} \Pi_{\Omega_2}(\vec{X}) p_2(\vec{X}) = & - \int_{\Gamma_{12}} \left\{ G_1(\vec{X}', \vec{X}) \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} p_2(\vec{X}') - p_2(\vec{X}') \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} G_1(\vec{X}', \vec{X}) \right\} d\Gamma(\vec{X}') + \\ & (k_2^2 - k_1^2) \int_{\Omega_2} p_2(\vec{X}') G(\vec{X}', \vec{X}) d\Omega(\vec{X}') \end{aligned} \quad (1.13)$$

car $\vec{n}$ est la normale à la surface Γ_{12} , entrant dans le domaine Ω_2 .

avec :

$$\Pi_{\Omega_2}(\vec{X}) = \begin{cases} 1 & \text{si } \vec{X} \in \Omega_2 \\ 0 & \text{si } \vec{X} \in \Omega_1 \end{cases}$$

Pour $\vec{X} \in \Omega_1$ les expressions (1.12) et (1.13) s'écrivent :

$$\begin{aligned} p_1(\vec{X}) = p_2(\vec{X}) + & \int_{\Gamma_{12}} \left\{ G_1(\vec{X}', \vec{X}) \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} p_1(\vec{X}') - p_1(\vec{X}') \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} G_1(\vec{X}', \vec{X}) \right\} d\Gamma(\vec{X}') \\ 0 = & - \int_{\Gamma_{12}} \left\{ G_1(\vec{X}', \vec{X}) \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} p_2(\vec{X}') - p_2(\vec{X}') \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} G_1(\vec{X}', \vec{X}) \right\} d\Gamma(\vec{X}') + \\ & (k_2^2 - k_1^2) \int_{\Omega_2} p_2(\vec{X}') G(\vec{X}', \vec{X}) d\Omega(\vec{X}') \end{aligned}$$

En utilisant les relations de continuités sur Γ_{12} pour (1.5) et (1.6) :

$$\begin{aligned} p(\vec{X}) = p_0(\vec{X}) - & (1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}) \int_{\Gamma_{12}} p(\vec{X}') \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} G(\vec{X}', \vec{X}) d\Gamma(\vec{X}') + \\ & \frac{\rho_1}{\rho_2} (k_2^2 - k_1^2) \int_{\Omega_2} p(\vec{X}') G_1(\vec{X}', \vec{X}) d\Omega(\vec{X}') \quad \forall \vec{X} \in \Omega_1 \end{aligned} \quad (1.14)$$

Nous obtenons de même :

$$p(\vec{X}) = \frac{\rho_1}{\rho_2} p_0(\vec{X}) - (1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}) \int_{\Gamma_{12}} p(\vec{X}') \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} G_1(\vec{X}', \vec{X}) d\Gamma(\vec{X}') +$$

$$(k_2^2 - k_1^2) \int_{\Omega_2} p(\vec{X}') G_1(\vec{X}', \vec{X}) d\Omega(\vec{X}') \quad \forall \vec{X} \in \Omega_2 \quad (1.15)$$

En faisant tendre au sens des distributions le point $\vec{X}$ vers un point de la frontière Γ_{12} dans (1.14) et (1.15), on obtient :

$$\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) p(\vec{X}) = p_0(\vec{X}) - \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) \oint_{\Gamma_{12}} p(\vec{X}') \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} G_1(\vec{X}', \vec{X}) d\Gamma(\vec{X}') + \frac{\rho_1}{\rho_2} (k_2^2 - k_1^2) \int_{\Omega_2} p(\vec{X}') G_1(\vec{X}', \vec{X}) d\Omega(\vec{X}') \quad \forall \vec{X} \in \Gamma_{12} \quad (1.16)$$

Le symbole $\oint$ désigne une intégrale au sens de la valeur principale de Cauchy.

Soit $\lambda(\vec{X})$ la fonction caractéristique de l'objet telle que :

$$\lambda(\vec{X}) = 1 - \frac{k_1^2(\vec{X})}{k_1^2} = 1 - \frac{C_1^2}{C_1^2}$$

cette expression représente le contraste de célérité entre l'objet et le milieu dans lequel il est immergé. Remarquons que $\forall \vec{X} \in \Omega_1 \quad \lambda(\vec{X}) = 0$

Les expressions (1.15) et (1.16) deviennent, en introduisant $\lambda(\vec{X})$:

$$p(\vec{X}) = \frac{\rho_2}{\rho_1} p(\vec{X}) p_0(\vec{X}) - k_1^2 \int_{\Omega_2} \lambda(\vec{X}') p(\vec{X}') G_1(\vec{X}, \vec{X}') d\Omega(\vec{X}') + \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) \int_{\Gamma_{12}} p(\vec{X}') \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} G_1(\vec{X}', \vec{X}) d\Gamma(\vec{X}') \quad \forall \vec{X} \in \Omega_2 \quad (1.17)$$

$$\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) p(\vec{X}) = p_0(\vec{X}) - \frac{\rho_1}{\rho_2} k_1^2 \int_{\Omega_2} \lambda(\vec{X}') p(\vec{X}') G_1(\vec{X}, \vec{X}') d\Omega(\vec{X}') - \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) \int_{\Gamma_{12}} p(\vec{X}') \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} G(\vec{X}, \vec{X}') d\Gamma(\vec{X}') \quad \forall \vec{X} \in \Gamma_{12} \quad (1.18)$$

Remarquons que les équations (1.17) et (1.18) contiennent une intégrale de domaine et une intégrale de frontière . Elles constituent un système de deux équations intégrales couplées dont les inconnues sont le champ de pression dans l'objet et sur sa surface respectivement. La résolution de ce système nous permettra de connaître le champ de pression dans Ω_2 et sur Γ_{12} et, par la suite, le calcul de sa valeur dans tout le domaine Ω_1 , à partir de l'équation (1.14), et en modélisant la cible par un maillage fait d'une grille composée de carrés élémentaires.

1.3. Conclusion :

Cette partie a été consacrée au calcul de l'expression du champ acoustique dans Ω_2 et sur Γ_{12} . Ces calculs, nous serviront, dans le paragraphe suivant, au calcul du champ diffusé par une cible enfouie.

II. Cible enfouie : Calcul du champ diffusé, par la méthode des équations intégrales de domaine.

2.1 Introduction :

Cette partie est consacrée au calcul du champ de pression acoustique diffusé par une cible enfouie par la même méthode utilisée précédemment.

2.2 Calcul du champ diffusé par une cible enfouie :

Considérons une cible de forme quelconque enterrée dans un demi-espace (fig. 2.1).

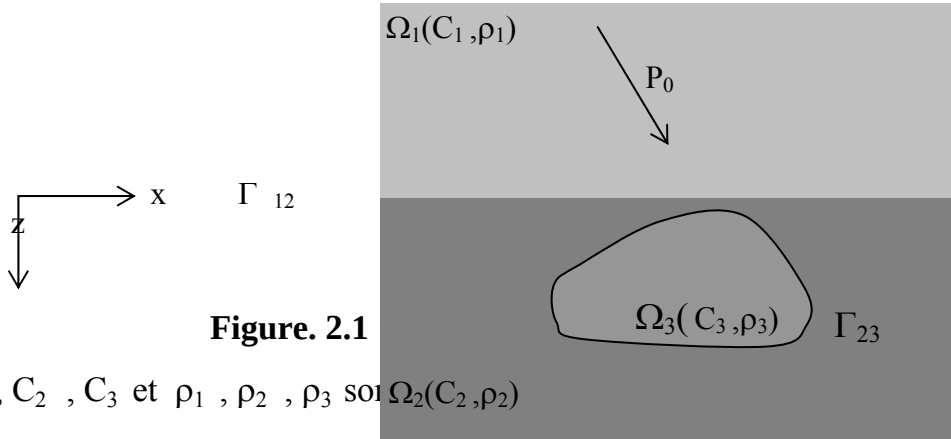


Figure. 2.1

C_1, C_2, C_3 et ρ_1, ρ_2, ρ_3 sont les vitesses des ultrasonores longitudinales et les densités des milieux Ω_1, Ω_2 et Ω_3 .

Afin d'alléger les calculs, et d'éliminer les intégrales de frontières, la variation de la densité entre les trois milieux est négligeable ($\rho_1 = \rho_2 = \rho_3$). Le champ de pression total satisfait à l'équation de Helmholtz :

$$\Delta p(\vec{X}) + k^2(\vec{X})p(\vec{X}) = 0 \quad (2.1)$$

avec $k(\vec{X}) = k_i = \frac{\omega}{c_i}$ si $\vec{X} \in \Omega_i, i = 1, 2, 3$.

Comme dans le cas d'un objet en champ libre et en procédant de la même manière que précédemment, le champ de pression s'écrit dans le cas d'un objet enfoui, sous la forme suivante[6,10] :

$$p(\vec{X}) = p_{sd}(\vec{X}) - k_2^2 \int_{\Omega_2 \cup \Omega_3} \lambda(\vec{X}') p(\vec{X}') G_1(\vec{X}, \vec{X}') d\Omega(\vec{X}') \quad (2.2)$$

avec $\lambda(\vec{X}) = 1 - \frac{k_1^2(\vec{X})}{k_2^2}$, $G_1(\vec{X}', \vec{X})$ est la fonction de Green spécifique à notre

configuration, c'est-à-dire le champ de pression calculé en un point $\vec{X}$ pour une source linéique placée en $\vec{X}'$, $p_{sd}(\vec{X})$ est le champ de pression en l'absence de l'objet.

On va s'intéresser au calcul de ces deux quantités :

2.2.1 Calcul du champ de pression en l'absence de cible :

Cette partie est consacrée au calcul du champ de pression $p_{sc}(\vec{X})$ en un point de l'espace en l'absence de l'objet. Dans ce cas la configuration représentée dans (fig.2.1) est réduite à la configuration suivante(Fig. 2.2).

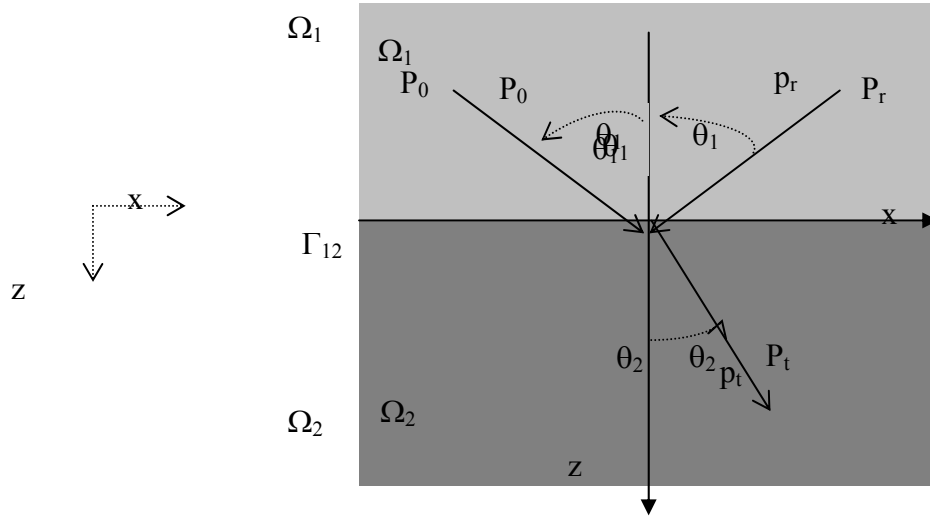


Figure. 2.2 : Champ de pression en absence de cible.

Le champ incident est sous la forme suivante :

$$p_0(x,z)=p_0 e^{ik_1(x\sin\theta_1+z\cos\theta_1)}$$

Le champ réfléchi et transmis dans le milieu Ω_2 s'écrivent :

$$p_r(x,z)=p_0 \text{Re}^{ik_1(x\sin\theta_1-z\cos\theta_1)}$$

$$p_t(x,z)=p_0 T e^{ik_2(x\sin\theta_2+z\cos\theta_2)}$$

Le champ total s'écrit :

$$p_{sc}(\vec{X})=p_0(\vec{X})+p_r(\vec{X}) \quad \forall \vec{X} \in \Omega_1$$

$$p_{sc}(\vec{X})=p_t(\vec{X}) \quad \forall \vec{X} \in \Omega_2$$

On suppose que les deux milieux sont fluides et de même densité.

Pour déterminer les coefficients de réflexion R et de transmission T, on introduit les conditions de continuité du champ de pression et des vitesses normales sur l'interface séparant les deux milieux, d'où :

$$p_0(x, z=0) + p_r(x, z=0) = p_t(x, z=0) \quad \forall x \in \mathbb{R}$$

$$\frac{\partial p_0}{\partial z}(x, z=0) + \frac{\partial p_r}{\partial z}(x, z=0) = \frac{\partial p_t}{\partial z}(x, z=0) \quad \forall x \in \mathbb{R}$$

En remplaçant P_0 , P_r et P_t et leurs dérivées $\frac{\partial p_0}{\partial z}$, $\frac{\partial p_r}{\partial z}$ et $\frac{\partial p_t}{\partial z}$ par leurs expressions, on obtient un système de deux équations à deux inconnues :

$$R e^{ik_1 x \sin \theta_1} - T e^{ik_1 x \sin \theta_1} = -e^{ik_1 x \sin \theta_1}$$

$$R k_1 \cos \theta_1 e^{ik_1 x \sin \theta_1} + T k_2 \cos \theta_2 e^{ik_2 x \sin \theta_2} = k_1 \cos \theta_1 e^{ik_1 x \sin \theta_1}$$

Après résolution de ce système les coefficients de réflexion R et de transmission T sont déterminés :

$$R = \frac{k_1 \cos \theta_1 - k_2 \cos \theta_2}{k_1 \cos \theta_1 + k_2 \cos \theta_2}, \quad T = \frac{2k_1 \cos \theta_1}{k_1 \cos \theta_1 + k_2 \cos \theta_2}, \quad \sin \theta_2 = \frac{k_1}{k_2} \sin \theta_1$$

Finalement, le champ total s'écrit :

$$p_{sc}(\vec{X}) = p_0 e^{ik_1(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)} + R e^{ik_1(x \sin \theta_1 - z \cos \theta_1)} \quad \forall \vec{X} \in \Omega_1$$

$$p_{sc}(\vec{X}) = p_0 T e^{ik_1(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)} \quad \forall \vec{X} \in \Omega_2$$

2.2.2 Calcul de la fonction de Green spécifique :

Pour le calcul de la fonction de Green $G_1(\vec{X}', \vec{X})$, deux cas sont à considérer suivant que la source se situe au-dessus ou au-dessous de l'interface.

1^{ier} cas : $\vec{X}' \in \Omega_1$

$G_1(\vec{X}', \vec{X})$ vérifie :

$$\Delta G_1(\vec{X}', \vec{X}) + k_m^2 G_1(\vec{X}', \vec{X}) = -\delta(\vec{X}' - \vec{X}) \delta_{m1} \quad (2.3)$$

$$\delta_{m1} = \begin{cases} 1 & \text{si } m = 1 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

ainsi que : Les conditions de continuité de la pression et de sa dérivée normale à l'interface et, la condition de Sommerfeld à l'infini :

$$\lim_{\|\vec{X}\| \rightarrow +\infty} \sqrt{\|\vec{X}\|} \left(\frac{\partial G_1(\vec{X}', \vec{X})}{\partial \|\vec{X}\|} - ik(\vec{X}) G_1(\vec{X}', \vec{X}) \right) = 0$$

La solution de l'équation (2.3) est donnée sous la forme[21,23] :

$$G(x, z, x', z') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\alpha, z, x', z') e^{i\alpha x} d\alpha \quad (2.4)$$

En reportant (2.4) dans l'expression (2.3), on aura :

$$\frac{d^2 g}{dz^2} + \beta_m^2 g = -e^{-i\alpha x} \delta(z - z') \delta_{m1} \quad (2.5)$$

$$\text{avec } \beta_m^2 = k_m^2 - \alpha^2 \quad \text{Im}(\beta_m^2) \geq 0$$

On a une continuité de la fonction g et de sa dérivée $\frac{dg}{dz}$ en $z = 0$, continuité de g et

discontinuité de $\frac{dg}{dz}$ avec un saut de $-e^{-i\alpha x'}$ en $z = z'$.

D'où :

$$\begin{aligned} g(\alpha, z, x', z') &= B_1 e^{-i\beta_1 z} & \text{si } z < z', \\ g(\alpha, z, x', z') &= A_2 e^{i\beta_1 z} + B_2 e^{-i\beta_1 z} & \text{si } z' < z < 0, \\ g(\alpha, z, x', z') &= A_3 e^{i\beta_2 z} & \text{si } 0 < z \end{aligned}$$

En appliquant les conditions aux limites, on aura :

en $z=0$:

$$A_2 + B_2 = A_3$$

$$\beta_1(A_2 + B_2) = \beta_2 A_3$$

en $z=z'$:

$$B_1 e^{-i\beta_1 z'} = A_2 e^{i\beta_1 z'} + B_2 e^{-i\beta_1 z'}$$

$$-\beta_1 B_1 e^{-i\beta_1 z'} - e^{-i\alpha x'} = \beta_1 A_2 e^{i\beta_1 z'} - \beta_1 B_2 e^{-i\beta_1 z'}$$

Après résolution de ce système de quatre équations à quatre inconnues, on peut tirer les constantes B_1, A_2, B_2 et A_3 :

$$B_1 = \left(e^{-2i\beta_1 z'} + \frac{\beta_1 - \beta_2}{\beta_1 + \beta_2} \right) A_2$$

$$A_2 = \frac{i}{2\beta_1} + e^{-i(\beta_1 z' + \alpha x')}$$

$$B_2 = \frac{\beta_1 - \beta_2}{\beta_1 + \beta_2} A_2$$

$$A_3 = \frac{2\beta_1}{\beta_1 + \beta_2} A_2$$

2ème cas : $\vec{X}' \in \Omega_2$

De même, on aura :

$$g(\alpha, z, x', z') = B_1 e^{-i\beta_1 z} \quad \text{si } z < 0,$$

$$g(\alpha, z, x', z') = A_2 e^{i\beta_2 z} + B_2 e^{-i\beta_2 z} \quad \text{si } 0 < z < z',$$

$$g(\alpha, z, x', z') = A_3 e^{i\beta_2 z} \quad \text{si } z' < z$$

les conditions aux limites donnent :

$$B_1 = \frac{2\beta_2}{\beta_1 + \beta_2} B_2$$

$$A_2 = \frac{\beta_2 - \beta_1}{\beta_1 + \beta_2} B_2$$

$$B_2 = \frac{i}{2\beta_2} e^{i(\beta_2 z' - \alpha x')}$$

$$A_3 = (e^{-2i\beta_2 z'} + \frac{\beta_2 - \beta_1}{\beta_1 + \beta_2}) B_2$$

En résumé :

$$g(\alpha, z, x', z') = \frac{i}{\beta_1 + \beta_2} e^{i(\beta_2 z' - \alpha x')} e^{-i\beta_1 z} \quad \text{si } z < 0,$$

$$g(\alpha, z, x', z') = \left(\frac{i}{2\beta_2} e^{-i\beta_2 z} + \frac{\beta_2 - \beta_1}{\beta_1 + \beta_2} e^{i\beta_2 z} \right) e^{i(\beta_2 z' - \alpha x')} \quad \text{si } 0 < z < z',$$

$$g(\alpha, z, x', z') = \frac{i}{2\beta_2} \left(e^{-2i\beta_2 z'} + \frac{\beta_2 - \beta_1}{\beta_1 + \beta_2} \right) e^{i(\beta_2 z' - \alpha x')} e^{i\beta_2 z} \quad \text{si } z' < z$$

On peut résumer le cas de $z' > 0$:

$$g(\alpha, z, x', z') = \frac{i}{2\beta_2} (e^{i\beta_2 |z - z'|} e^{-i\alpha x'} + \frac{\beta_2 - \beta_1}{\beta_1 + \beta_2} e^{i\beta_2 (z + z')} e^{-i\alpha x'})$$

Nous avons alors :

$$\begin{aligned} G(x, z, x', z') &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{i}{2\beta_2} e^{i\beta_2 |z - z'|} e^{-i\alpha \alpha(-x')} d\alpha \\ &+ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{i}{2\beta_2} \frac{\beta_2 - \beta_1}{\beta_1 + \beta_2} e^{i\beta_2 (z + z')} e^{i\alpha \alpha(-x')} d\alpha \\ &= G^s(x, z, x', z') + G^{ns}(x, z, x', z') \end{aligned}$$

La fonction de Green s'écrit sous la forme d'une somme de deux fonctions :

$G^s(x, z, x', z')$ qui correspond à la fonction de Green en champ libre et $G^{ns}(x, z, x', z')$ correspondant à un terme représentant l'interface.

On a donc en résumé :

$$\text{Si } z < 0 : G^s(x, z, x', z') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{i}{\beta_1 + \beta_2} e^{i\beta_2 z'} e^{-i\beta_1 z} e^{i\alpha(x - x')} d\alpha \quad (2.6)$$

Si $z > 0$: $G^s(x, z, x', z') = \frac{i}{4} H_1^{(0)}(k_2 \| \vec{X} - \vec{X}' \|) +$

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{i}{2\beta_2} \frac{\beta_2 - \beta_1}{\beta_1 + \beta_2} e^{i\beta_2(z+z')} e^{i\alpha(x-x')} d\alpha \quad (2.7)$$

d'où l'expression du champ acoustique dans le cas de la cible enfouie :

$$p(\vec{X}) = e^{ik_1(x\sin\theta_1 + z\cos\theta_1)} + \text{Re} e^{ik_1(x\sin\theta_1 - z\cos\theta_1)} - k_2^2 \frac{1}{2\pi} \int_{\Omega_2 \cup \Omega_3} \lambda(\vec{X}') p(\vec{X}') \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{i}{\beta_1 + \beta_2} e^{i\beta_2 z'} e^{-i\beta_1 z} e^{i\alpha\alpha(-x')} d\alpha \right] d\Omega(\vec{X}') \quad \forall \vec{X} \in \Omega_1$$

$$p(\vec{X}) = Te^{ik_1(x\sin\theta_1 + z\cos\theta_1)} - k_2^2 \int_{\Omega_2 \cup \Omega_3} \lambda(\vec{X}') p(\vec{X}') \left[\frac{i}{4} H_1^{(0)}(k_2 \| \vec{X} - \vec{X}' \|) + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{i}{2\beta_2} \frac{\beta_2 - \beta_1}{\beta_1 + \beta_2} e^{i\beta_2(z+z')} e^{i\alpha\alpha(-x')} d\alpha \right] d\Omega(\vec{X}') \quad \forall \vec{X} \in \Omega_2$$

Remarquons que la différence essentielle avec le problème de l'objet en champ libre, réside dans la fonction de Green. Pour aboutir à l'expression du champ acoustique en présence d'un objet, nous avons un grand nombre d'intégrales à résoudre.

2.3 Conclusion :

Ces calculs préliminaires effectués, il reste à résoudre les expressions précédentes, ce que nous ne ferons pas ici, qui correspondent aux champs de pressions en présence de la cible. La solution est très difficile à établir. Nous avons arrêté à ce stade, ce calcul fastidieux et long, pour nous intéresser à l'aspect expérimental de notre

problème. La cible étant enfouie dans du sable, il était utile de caractériser ce milieu, du point de vue acoustique.

III. PARTIE EXPERIMENTALE :

1. Introduction :

Comme nous le savons, le milieu marin est très compliqué, essentiellement à cause de la diversité des milieux rencontrés. De nombreux paramètres ont une influence sur la propagation des ondes acoustiques : température, vitesse dans l'eau,

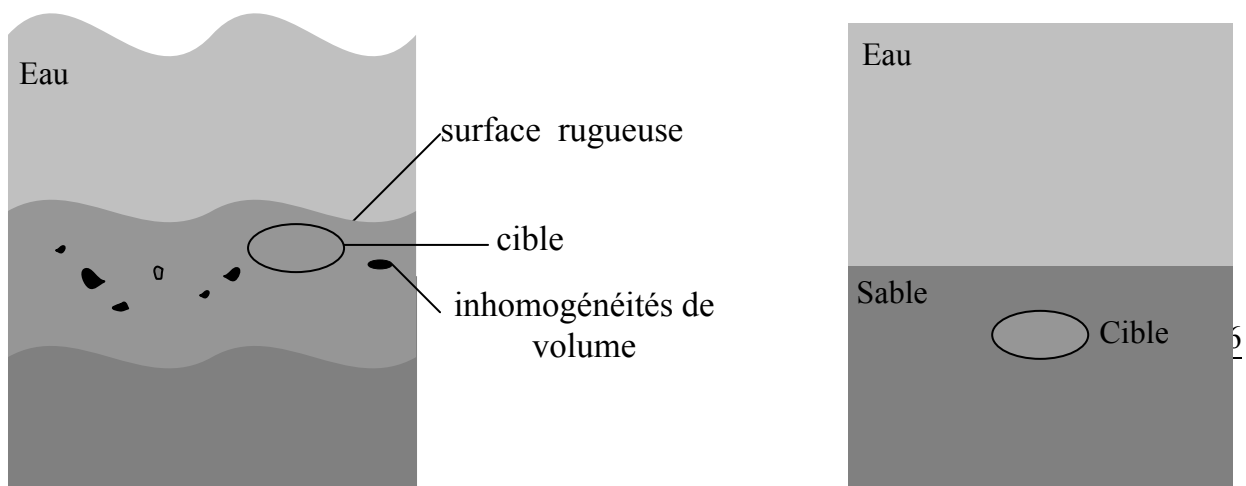
courants marins, etc. Le milieu est généralement inhomogène; le fond marin peut être stratifié et les matériaux le composant sont très divers : matériaux fluides, élastiques (roche, socle rocheux, etc.), poroviscoélastiques (sable grossiers, graviers, etc.). En outre, les interfaces air/eau et eau/sable sont irrégulières. Lorsque nous cherchons à identifier un objet enfoui dans les sédiments, nous sommes donc confrontés, à la présence d'échos supplémentaires parasites, qui peuvent être engendrés par l'inhomogénéités de volume ou de surface et qui se superposent au signal diffracté par la cible. Cette réverbération de surface ou de volume rend la caractérisation des cibles enfouies plus compliquée .

Une manière d'améliorer les performances et d'avoir une meilleure connaissance de la réponse de la cible, serait d'effectuer des expérimentations dans le milieu marin.

Malheureusement, l'étude expérimentale est très difficile à mettre en œuvre dans la nature, car il est ardu de disposer des moyens nécessaires à sa réalisation. Par suite, les comparaisons théorie/expérience sont rares et ne permettent pas une réelle validation des modèles pour une application donnée.

Les travaux menés dans notre laboratoire sont une contribution à l'étude des cibles faiblement enfouies, à l'aide d'une géométrie expérimentale plus facile, pour réaliser des expériences en cuve sur un milieu simple simulant le fond marin (fig. 3.1).

Notre but est de développer des méthodes expérimentales qui nous permettent de localiser les objets ainsi que de les reconnaître.



(a)

(b)

Figure. 3.1 : Description d'un milieu marin. (a) : réel, (b) : simplifié.

2. Hypothèses de travail et discussion :

Dans ce travail, différentes hypothèses seront retenues :

1. Un bon contact acoustique entre le transducteur et l'eau [43].
2. L'interface eau/sable est parfaitement plate.
3. Le sable est homogène et isotrope.
4. Dans le cas d'une excitation harmonique, la distance entre le transducteur et la surface du sable est choisie dans la limite de la zone du champ proche (zone de Fresnel).
5. Le sable est considéré comme un milieu fluide (absence de perturbations transversales).

La deuxième hypothèse a été réalisée, en essayant de vérifier l'état de planéité de la surface par des moyens acoustiques, afin d'éviter les effets de réverbération dus à son relief, en balayant celle-ci horizontalement et perpendiculairement et en réaménageant le sable, jusqu'à ce que l'amplitude reçue soit constante. .

La troisième hypothèse est la plus difficile à réaliser car, il n'est pas facile d'obtenir une structure sableuse purement homogène à cause de la présence des bulles d'air et de quelques impuretés qu'on ne peut pas éliminer complètement.

La quatrième hypothèse est vérifiée, le champ acoustique d'un traducteur d'ouverture circulaire (supposé émettre dans un seul milieu)est connu. Il a été déjà

décrit dans différents ouvrages concernant le contrôle par ultrasons. Il peut être décomposé en deux zones[44]:

- ❖ La zone proche du transducteur, appelée champ proche ou zone de Fresnel. Elle est caractérisée par des irrégularités de l'amplitude de la pression ultrasonore, qui se traduisent, notamment sur l'axe, par une succession de maxima dans la direction de propagation.
- ❖ La zone située au delà de la zone proche, appelée champ éloigné ou zone de Fraunhofer, pour laquelle l'amplitude de la pression ultrasonore décroît de façon monotone vers la périphérie du faisceau et suivant l'axe, proportionnellement à la distance .

Le dernier maximum suivant l'axe de propagation, détermine la limite du champ proche dont la largeur est symbolisée par l_0 , et déterminée par :

$$l_0 = \frac{D^2}{4\lambda} = 81.79\text{mm}.$$

D : diamètre du transducteur (22mm).

λ : longueur d'onde de l'onde acoustique se propageant dans le milieu (1.48mm).

Cette distance est maintenue constante pendant toutes les expériences.

La surface du sable est non consolidée, donc les ondes de cisaillement ne sont pas observées : la vitesse transversale C_T est très faible devant la vitesse longitudinale C_L . La 5^{ème} hypothèse est donc acceptable.

3. Les cibles sous test :

Les cibles utilisées dans toute la partie expérimentale ont été obtenues à l'atelier de mécanique de la faculté de physique, sous trois formes différentes :

- La cible A est une plaque en acier de section carrée, dont l'épaisseur est de 9 mm et dont le côté, mesure 30 mm.
- La cible B est un cylindre plein en aluminium de section circulaire, dont la longueur est de 60 mm et de diamètre 12 mm.
- La cible C est une sphère en acier de diamètre 22 mm.

4. Principe des mesures ultrasonores et positionnement de la cible:

Les mesures ultrasonores sont effectuées en immersion à des incidences normales. Le transducteur émetteur-récepteur émet une onde de compression dans le milieu considéré, par l'intermédiaire de l'eau. Les ondes réfléchies par la surface du sable et ceux réfléchies par la cible enfouie (écho spéculaire et spectre de réémission), reviennent sur le capteur qui fournit un signal électrique exploitable.

Les mesures ultrasonores sont très délicates et nécessitent une très grande précision. Pour cela, l'axe du faisceau ultrasonore doit être perpendiculaire à la surface à étudier, ce qui nécessite, d'effectuer des mises au point, à chaque mesure.

5. Description de la chaîne de mesure :

Une vue d'ensemble du dispositif expérimental est présentée sur la photographie en annexe A.

La chaîne de contrôle ultrasonore se compose de (Fig. 3.2) :

- Un micro ordinateur doté d'un programme, permettant, la commande des trois moteurs pas à pas de la cuve ultrasonore suivant trois axes X,Y,Z, ainsi que le traitement des données et l'affichage des résultats.
- Un générateur d'impulsions électriques (émetteur-récepteur) produit, à une cadence réglable, des impulsions d'amplitudes élevées (360V).
- Un oscilloscope à phosphore numérique de type **Tektronix** série **TDS 3054** connecté au micro-ordinateur via une interface IEEE 488, qui permet l'échantillonnage, la visualisation et l'acquisition des signaux obtenus.
- Un pupitre de commande de la cuve du type SIGEAX 416PP, connecté au micro-ordinateur permet la commande automatique et manuelle du chariot porte sonde suivant les trois axes.

a) Fonctionnement de la commande manuelle :

Suivant la configuration de la machine, la commande manuelle permet de se déplacer le transducteur indépendamment suivant les trois axes X, Y et Z, à une vitesse et à une distance déterminées par action sur les touches du clavier SIGEAX.

b) Fonctionnement de la commande automatique :

La commande automatique permet d'exécuter le programme élaboré. Ce programme d'acquisition, permet :

- les déplacements d'axes,
- la gestion d'entrées/sorties pour le dialogue,
- de fixer les pas des déplacements.

Avant de lancer le programme, il faut d'abord placer les machine à l'origine. En cas d'urgence une touche d'arrêt d'urgence est prévue.

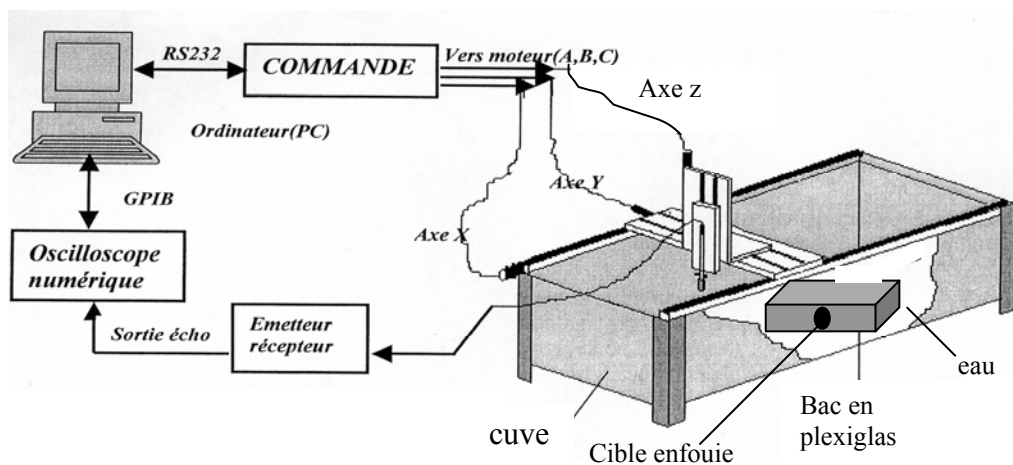
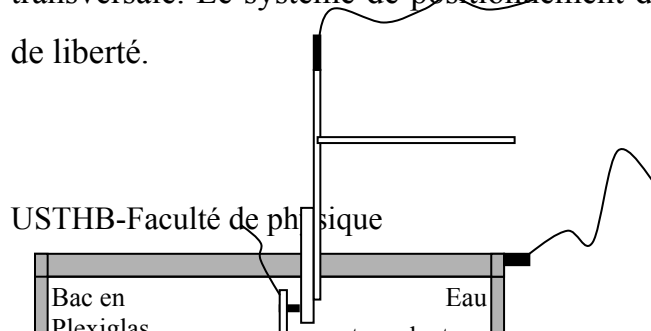


Figure. 3.2 :Chaîne de mesure ultrasonore.

6. Cuve ultrasonore :

La cuve est utilisée spécialement pour le contrôle par immersion des petites pièces plates, cylindriques et sphériques (fig. 3.3). Elle est équipée de trois chariots qui se déplacent suivant trois axes X,Y et Z.

Deux supports de la sonde sont fixés sur le troisième chariot, qu'on peut régler à l'aide de deux pignons : l'un pour l'orientation verticale et l'autre pour l'orientation transversale. Le système de positionnement de la cuve fonctionne en tout cinq degrés de liberté.





(a)

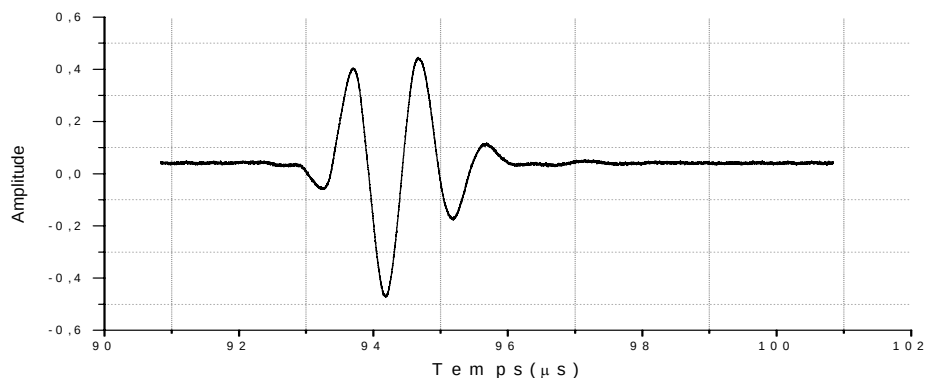
(b)

Figure. 3.3 : (a) : Illustration de la cuve et (b) : Bac à immersion avec les cibles utilisées.

7. Présentation générale du transducteur et ses caractéristiques :

Les deux sondes, séparées, sont utilisées simultanément dans le cas de contrôle par transmission (émetteur-récepteur) : l'une envoie l'onde et l'autre la reçoit. Mais dans notre étude (contrôle par écho), nous utilisons un seul transducteur (écho-mode).

Le transducteur utilisé est de marque Sofranel (panametrics v314) d'ouverture circulaire, vibrant en mode piston, dont le disque actif piézoélectrique a un diamètre de 22 mm et dont la fréquence centrale vaut 1 MHz. Ses principales caractéristiques sont visibles sur la figure 3.4 : la durée de l'impulsion est de l'ordre de $3\mu s$ et la bande passante à -3 dB se situe entre 0.75 et 1.2 MHz.



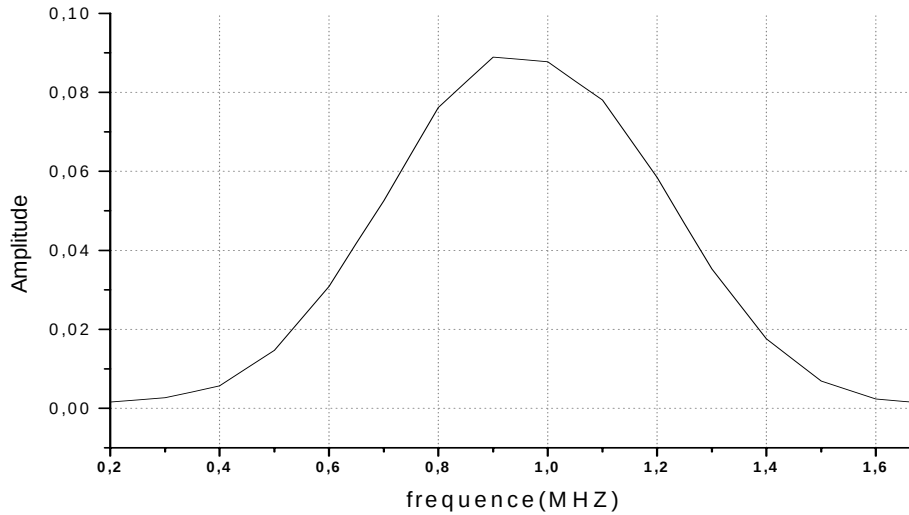


Figure. 3.4 : Signal émis par le transducteur de fréquence centrale 1 MHz et son spectre de fréquence.

Etude expérimentale :

1. Localisation de la cible :

Notre première expérience, consiste en la détection et en la localisation d'une cible enfouie, faiblement, dans le sable. On augmente à chaque fois la profondeur d'enterrement H , par pas de 5mm afin, d'estimer la profondeur maximale au-delà de laquelle on ne peut plus détecter la cible.

Le réglage des paramètres du générateur et de l'oscilloscope numérique est effectué selon les besoins de l'expérience.

Les résultats des mesures réalisés sur les trois cibles, pour différentes profondeurs sont présentés, respectivement, sur les figures 3.5, 3.6 et 3.7.

1.2 Résultats expérimentaux :

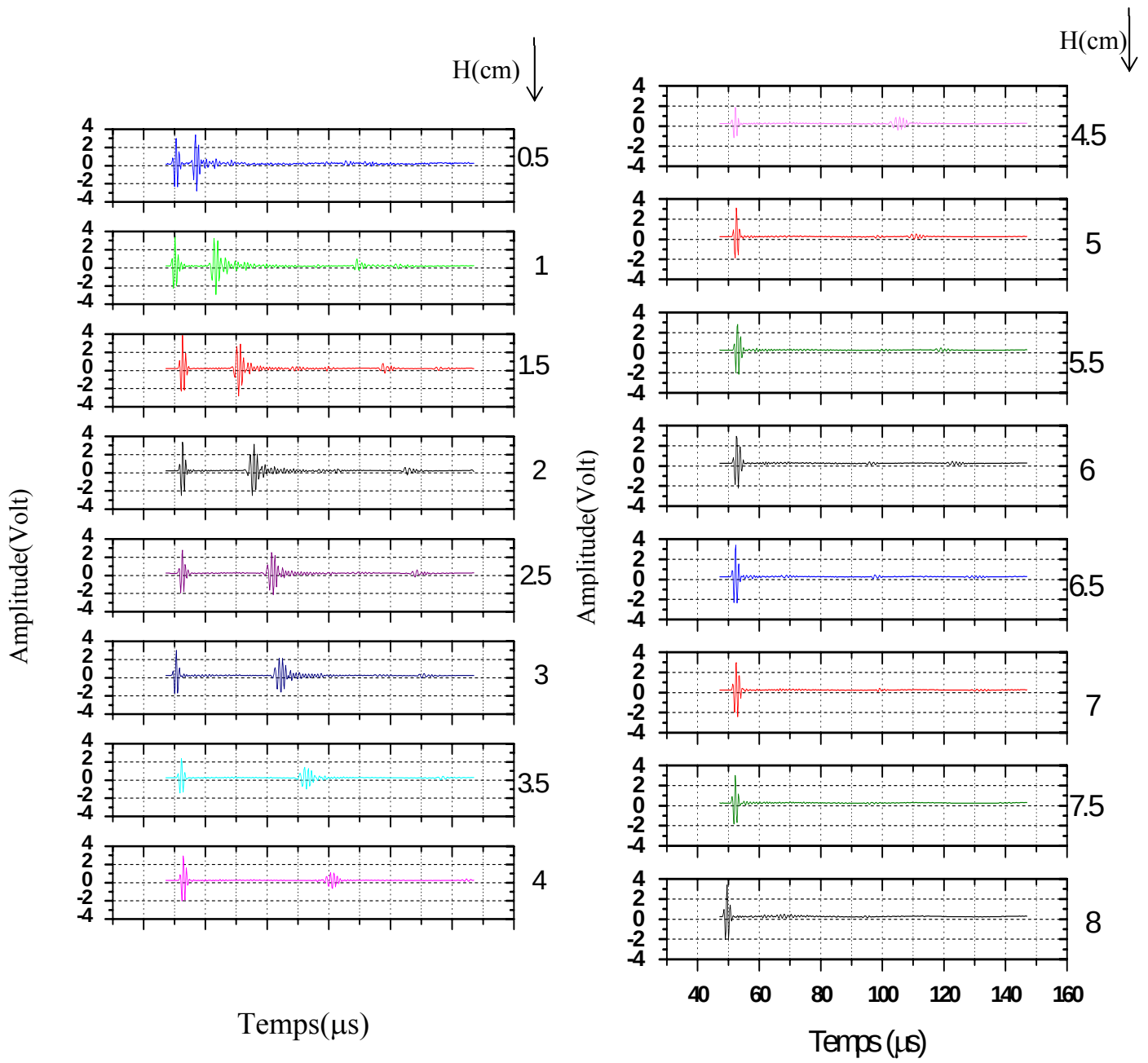


Figure. 3.5 : Signaux réfléchis par une plaque, pour des profondeurs variant entre 0 et 8 cm.

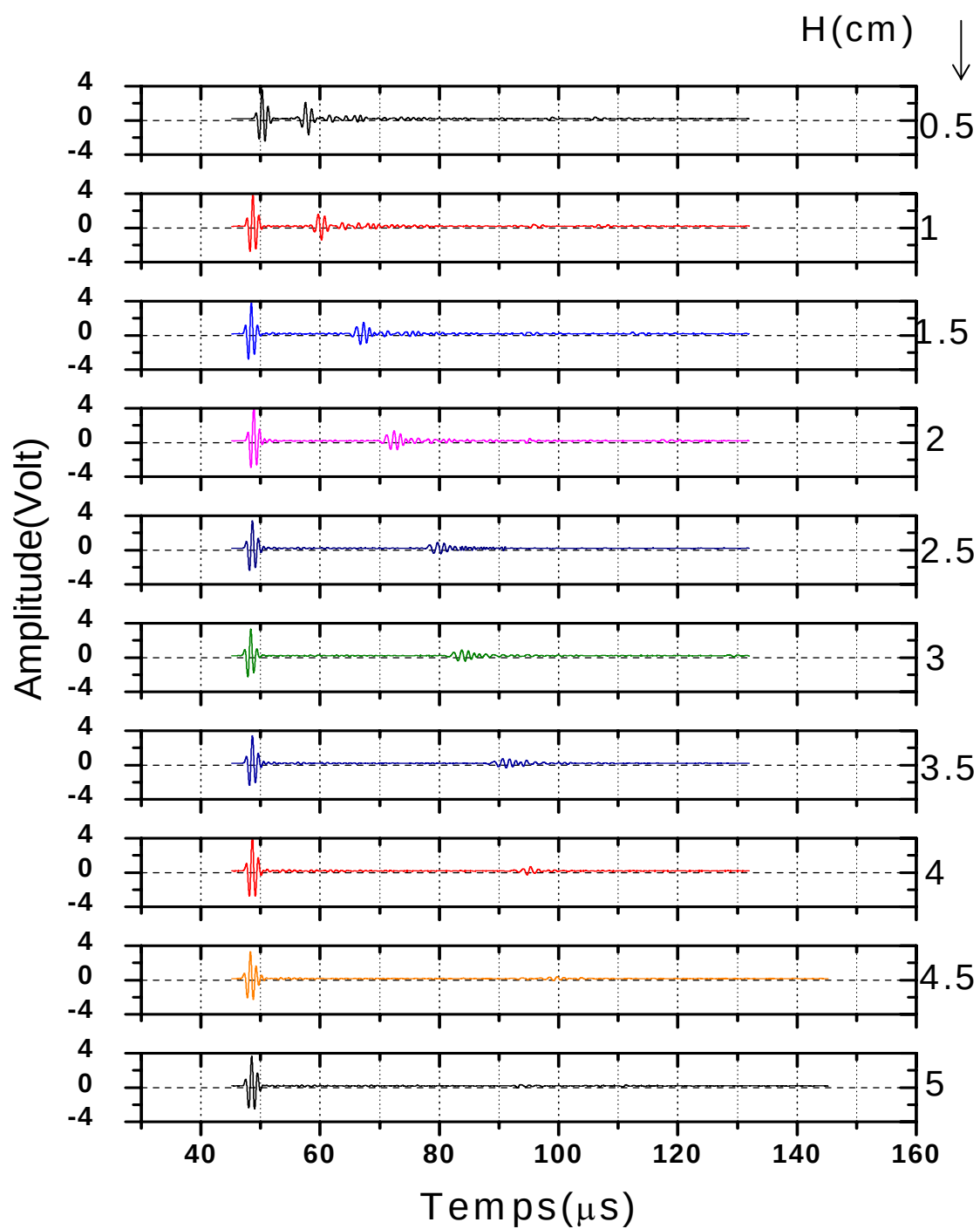


Figure. 3.6 : Signaux réfléchis par un cylindre, pour des profondeurs variant entre 0.5 et 5 cm.

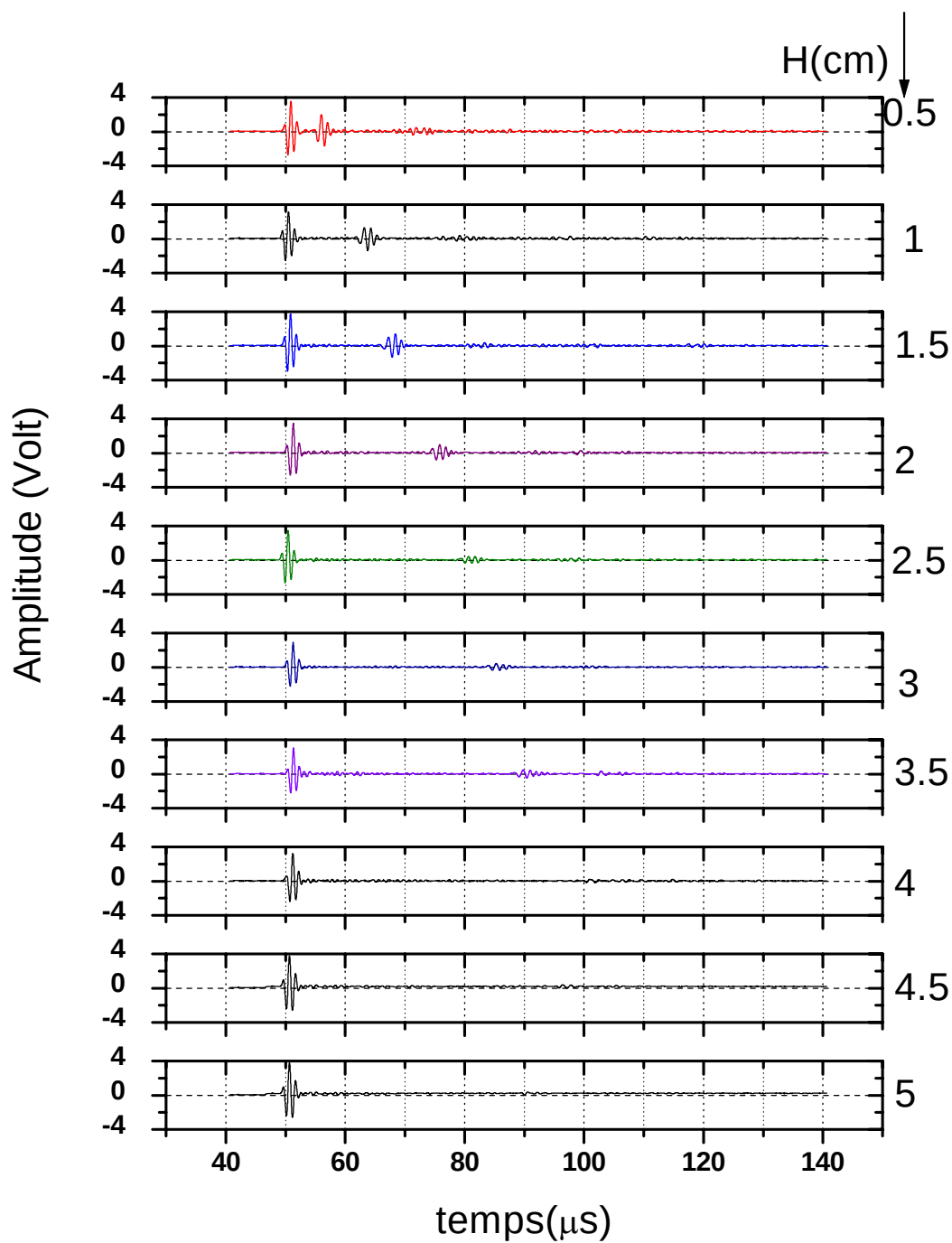


Figure. 3.7 : Signaux réfléchis par une sphère, pour des profondeurs variant entre 0.5 et 5 cm.

La figure 3.8, (tracé de l'amplitude des échos, revenant des trois cibles, en fonction de la profondeur d'enfouissement) résume, les résultats précédents.

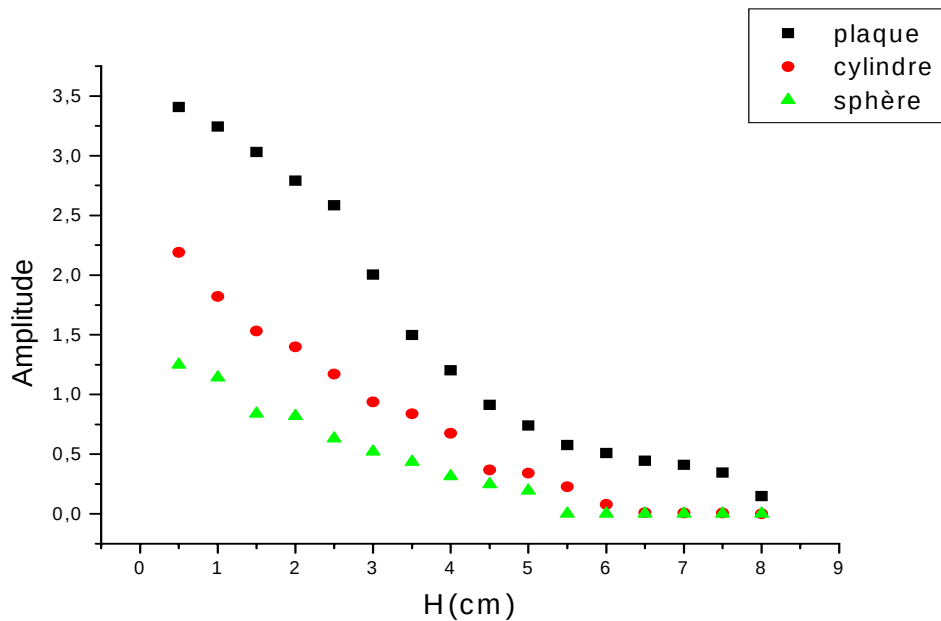


Figure. 3.8 : Variation de l'amplitude en fonction de la profondeur H.

1.3 Discussion des résultats:

On observe, sur les signaux enregistrés, deux échos, le premier, correspond à la réflexion sur la surface du sable : c'est l'écho de rétrodiffusion (qui correspond à un aller/retour entre la face avant du transducteur et la surface du sable). Le deuxième, correspond à la réflexion sur la cible enfouie (écho spéculaire + réémission élastique). A chaque fois, les vibrations propres du transducteur ont été éliminées des graphes.

Les courbes montrent une décroissance monotone, en exponentielle, de l'amplitude de l'écho provenant de la cible, en fonction de la profondeur d'enfouissement. Plus la cible est enfouie, moins elle reçoit d'énergie et moins elle en réfléchit, vers le transducteur émetteur qui ne reçoit que la part d'énergie non dissipée dans le sable.

Afin de déterminer, expérimentalement, les profondeurs d'enterrement, on mesure le retard entre le premier et le deuxième écho : elle est déterminée par la relation :

$$H = V \cdot \Delta t / 2$$

V : étant, la vitesse de l'onde dans le sable.

Les profondeurs mesurées ne sont pas tout à fait exactes, à cause des erreurs de lecture, d'où, une incertitude estimée à 0.1 mm. Pour les faibles valeurs de H (l'objet se situe « trop près » de la surface); le signal réfléchi par l'interface n'est plus suffisamment séparé du signal diffusé par la cible : la mesure de H devient peu précise.

La comparaison entre les courbes (Fig.3.8) montre que la plaque, vu la surface mise en contact avec l'onde incidente, réfléchit le maximum d'énergie. Le cylindre réfléchit moins d'énergie que la plaque : la surface en contact avec le faisceau acoustique incident est moins importante. Quant à la sphère, la détection devient de plus en plus difficile, à cause de sa géométrie : seule, la réflexion sur une petite calotte au sommet, contribue au signal reçu par le récepteur, le reste de l'énergie sera réfléchi ailleurs selon la loi de Snell-Descartes (également pour le cylindre). En conséquence, les structures sphériques, sont plus difficiles à détecter (fig.3.9).

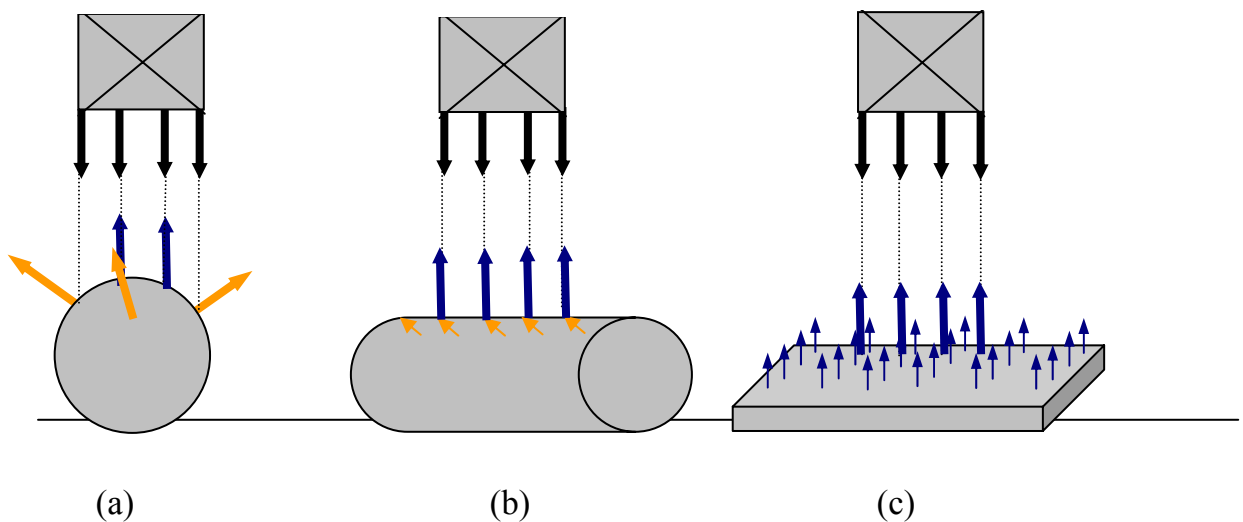


Figure. 3.9 : Faisceau acoustique revenant vers le récepteur : $\rightarrow$; et faisceau réfléchi ailleurs (énergie perdue) selon la loi de Snell-Descartes: $\rightarrow$

2. Influence de la taille de la cible :

Un certain nombre de paramètres, affectant l'amplitude du signal ont pu être mis en évidence expérimentalement, sur des échantillons métalliques [45]. Parmi ces paramètres, mentionnons ceux qui se rattachent aux conditions expérimentales : diamètre du transducteur, fréquence d'excitation, forme de la cible (parallélépipède, plaque, cylindre, etc.).

Des mesures ont été faites, à fréquence constante (1 MHz), avec une sonde de diamètre constant (22mm), sur des sphères en acier de différents diamètres d : 22.1 ; 17.4 ; 11.9 ; 10.5 ; 6.3 et 4 mm enfouies sur une même petite profondeur. Les résultats obtenus sont montrés sur la figure 3.10.

Afin de mieux illustrer nos résultats, nous avons tracé les variations de l'amplitude moyenne du signal détecté, en fonction du diamètre d (fig. 3.11).

2.1 Résultats expérimentaux :

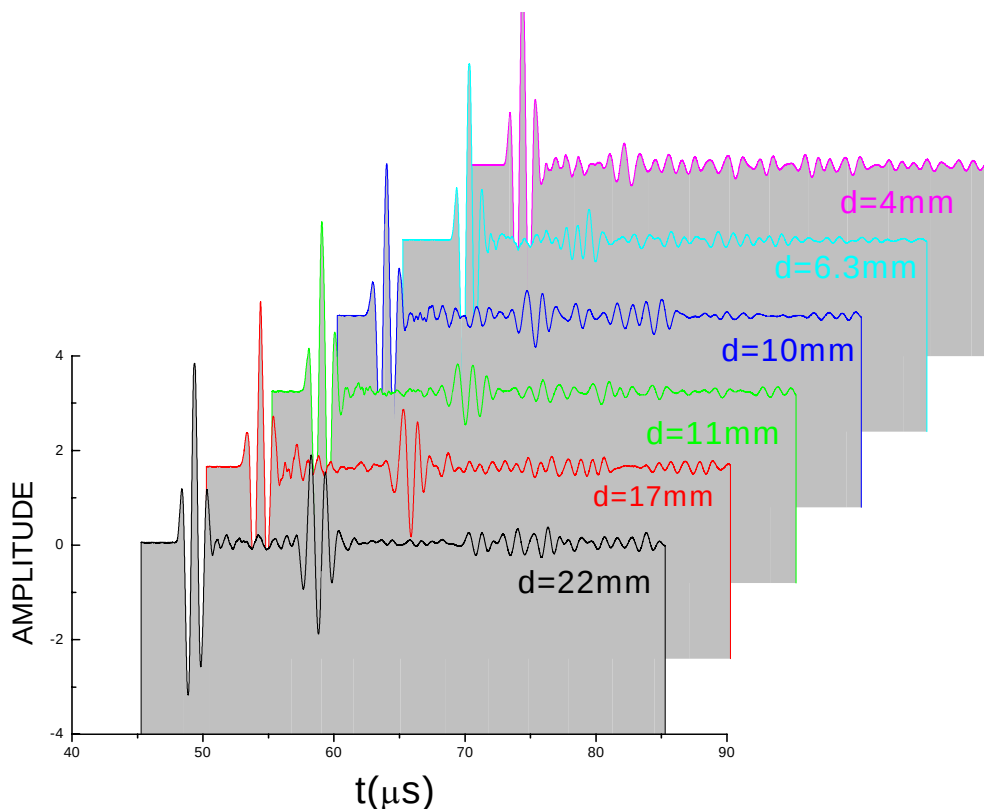


Figure. 3.10 :Echos réfléchis par des sphères de différents diamètres.

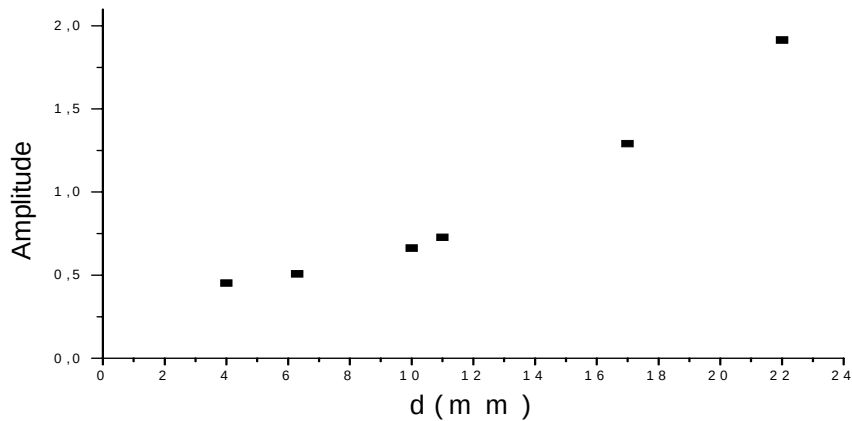


Figure. 3.11 : Variation de l'amplitude moyenne du signal en fonction du diamètre de la sphère.

2.2 Discussion :

Logiquement, pour un récepteur de diamètre grand par rapport aux cibles, l'amplitude croît lorsque le diamètre augmente : les sphères les plus grandes, réfléchissant plus d'énergie. Les amplitudes détectées devraient être influencées par la taille du transducteur. Ici, le transducteur utilisé, possède un diamètre supérieur ou égal à celui de toutes nos cibles, ce qui explique nos résultats.

Des tests similaires, utilisant un transducteur de petit diamètre par rapport aux cibles, de fréquence centrale 16 kHz, ont été faits par R.Carbo-Fité et R.Guerra [46,47] sur deux sphères de rayons 4 cm et 16 cm enfouies, sur une profondeur de 10 cm. Les amplitudes recueillies, sont très proches, malgré la grande différence de taille entre les sphères (Fig. 3.12). Le rayon étant plus grand que la longueur d'onde.

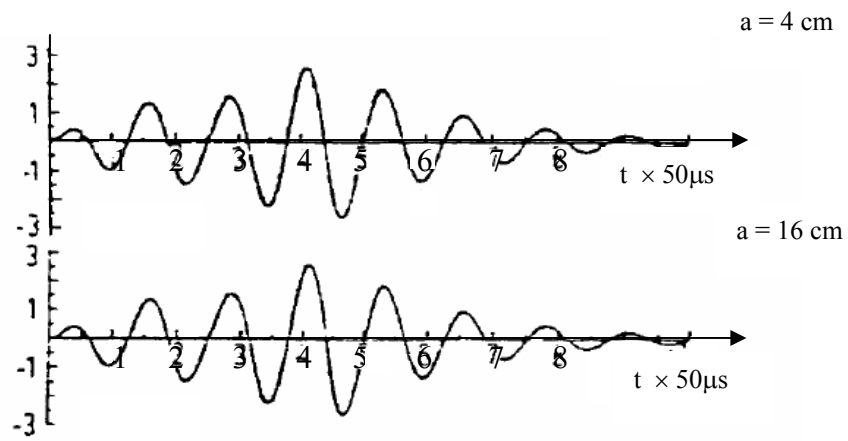


Figure. 3.12 : Echos réfléchit des sphères de différents rayons (a) $a = 4\text{cm}$ et (b) $a = 16\text{cm}$ [47].

Il s'agit maintenant, après avoir localisé la cible, d'essayer de l'identifier.

I. L'imagerie ultrasonore

1. Introduction:

Le développement de l'acquisition et du traitement des images est devenu possible grâce au développement de capteurs plus simples et plus fiables, associé à celui des ordinateurs à grande capacité de mémorisation et à traitement rapide.

L'image est appelée à jouer un rôle très important dans les techniques de contrôle non destructif. La multitude d'informations contenues dans une image fait de celle-ci un support privilégié dans de nombreux domaines scientifiques[48,49,50]. Son analyse a pour but d'avoir une bonne évaluation sur la taille et la forme de l'objet enfoui .

2. Définition et caractérisation d'une image :

Une image est une représentation planaire d'une scène ou d'un objet situé en général dans un espace tridimensionnel. Ceci explique d'une part son aspect planaire et d'autre part le fait que l'information élémentaire associée à chaque point de l'image soit transcrite en niveau de gris ou en couleurs.

Une image ultrasonore est une reconstitution de l'image à partir d'une acquisition de signaux ultrasonores. Cette image est appelée à jouer un rôle très important dans le contrôle non destructif par ultrasons, car elle permet de visualiser l'état de la pièce et de détecter toute anomalie présente dans cette pièce, sans modifier ces caractéristiques métallurgiques. Ceci est réalisé par le biais d'appareils électroniques et informatiques.

2.1 Modes de visualisation d'une image ultrasonore :

a-Représentation type A (A-Scan) :

C'est une représentation du signal ultrasonore, dans laquelle l'abscisse représente le temps de parcours de l'onde et l'ordonnée son amplitude (signal visualisé sur l'oscilloscope pour une position (x, y) du transducteur, z est constant) [51].

b-Représentation type B (B-Scan) :

C'est une visualisation, des indicateurs ultrasonores situés sur la surface engendrée par l'axe du faisceau acoustique et de son déplacement relatif. Elle est aussi appelée B-Scan, car elle représente la vue en bout et donne une vue en coupe de

l'interaction de fond de l'onde ultrasonore avec l'objet. Les résultats sont consignés sur des enregistrements dans le plan (y, z) où (x, z).

c-Représentation type C (C-Scan) :

C'est une visualisation des indications ultrasonores présentes dans un volume par projection sur une surface parallèle à la surface de contrôle. Elle est aussi appelée C-Scan « C » comme cartographie, car en effet, les résultats sont consignés sur des enregistrements cartographiques dans le plan (x, y) où sont, en général, cumulés tous les défauts contenus dans l'épaisseur de la pièce à contrôler. L'image dans ce cas est reconstituée par un balayage successif de ligne.

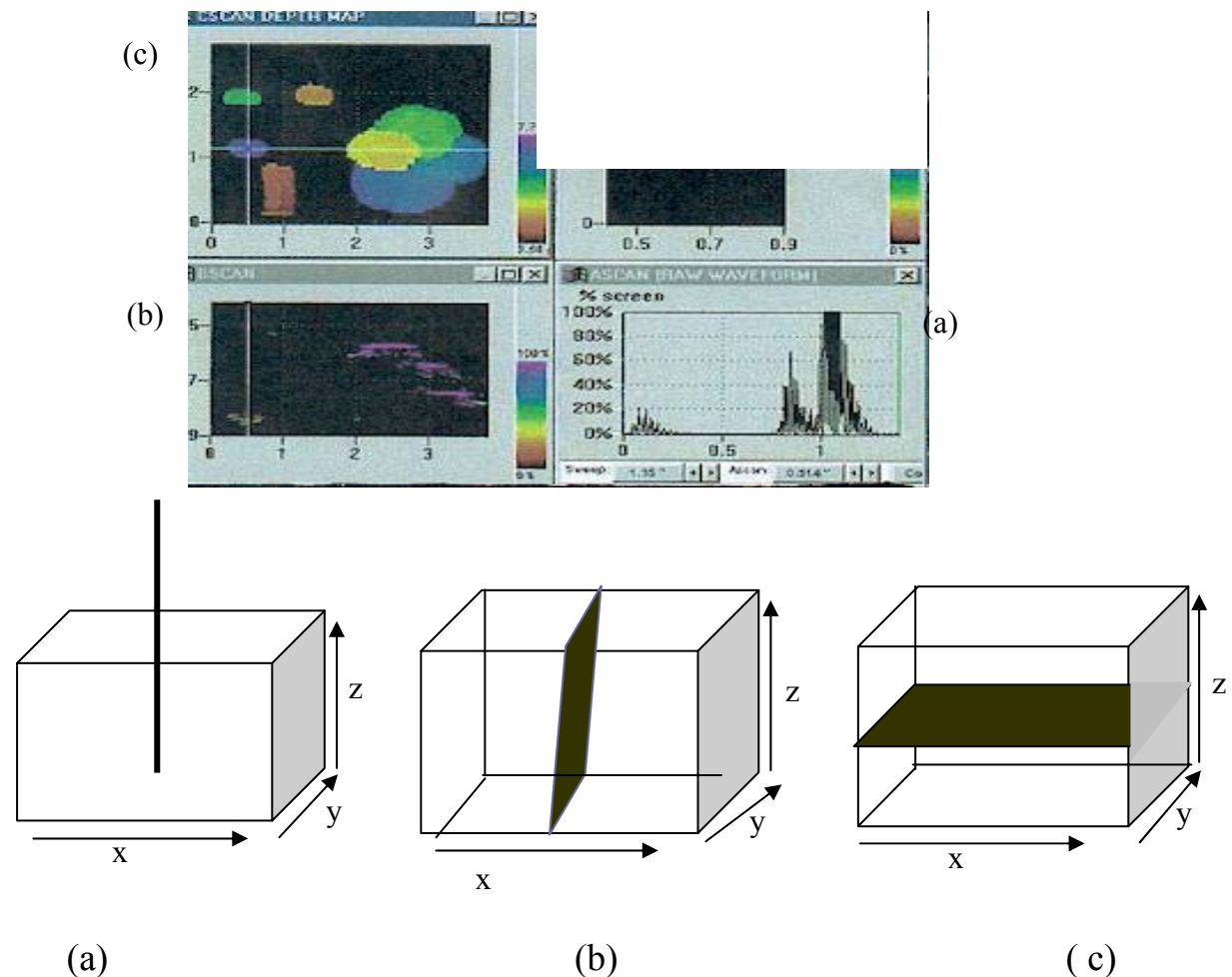


Figure. 4.1 : Type de visualisation d'une image : (a) A-Scan, (b) B-Scan et (c) C-Scan.

2.2 Caractéristiques d'une image numérique :

L'image numérique a les mêmes caractéristiques que l'image ultrasonore telles que : la résolution, le pixel, le niveau de gris, ...

- **Pixel :**

C'est l'élément le plus petit de l'image numérique où chaque point de la matrice $M(i, j)$ est un pixel. Il est défini par ses coordonnées spatiales (i, j) et son niveau de gris ou de couleurs.

- **Niveau de gris :**

C'est le degré de luminosité des points de l'image. Les images en niveaux de gris utilisent une série progressive de teintes grises allant du noir au blanc.

3. Etude pratique

Le balayage automatique présente un outil puissant pour dimensionner la cible, le but de l'expérience est de reconstituer la forme de l'objet. Pour y arriver, on choisit d'illuminer la totalité de l'objet par un rayonnement ultrasonore et on observe, ensuite, au niveau de réception, le champ acoustique qui résulte de l'interaction du rayonnement incident avec l'objet.

3.1 Echantillonnage et acquisition des données :

C'est la méthode la plus utilisée pour générer un signal.

3.1.1 Forme du balayage :

Pour balayer la surface à étudier, un programme a été élaboré [52] pour permettre la commande des trois chariots de la cuve ultrasonore. Dans ce programme, on a introduit les paramètres X_0 , ΔX et X_F qui sont respectivement l'origine, le pas et la fin du balayage. On choisit une zone de test dont les quatre extrémités sont les points où la sonde ne détecte aucun écho (50*50 pixels pour la plaque , 25*80 pour le cylindre et 35*35 pixels pour la sphère). Le programme d'acquisition, une fois lancé, effectue N itérations ($N = (X_F - X_0) / \Delta X$). Pour chaque itération (déplacement) correspond une certaine position (X, Y) du transducteur.

La sonde se déplace avec un pas de 1mm, avec un arrêt automatique en fin de programme pour nous permettre de faire l'acquisition du signal obtenu. Les données acquises et les résultats obtenus sont stockés dans un fichier.

3.1.2 l'acquisition :

L'acquisition et la numérisation des signaux sont effectuées par un oscilloscope numérique (bande passante 15 MHz), avec un moyennage (réduit à 16, pour minimiser le temps d'acquisition), et un échantillonnage des données sur un nombre de points réglable.

Pour l'acquisition des données, on relève pour chaque position du transducteur l'amplitude de l'écho réfléchi par la cible. Les résultats obtenus sont mémorisés dans un fichier.

Après avoir balayé tout le plan cité, un programme développé sous matlab nous permet de reproduire la forme de l'échantillon testé.

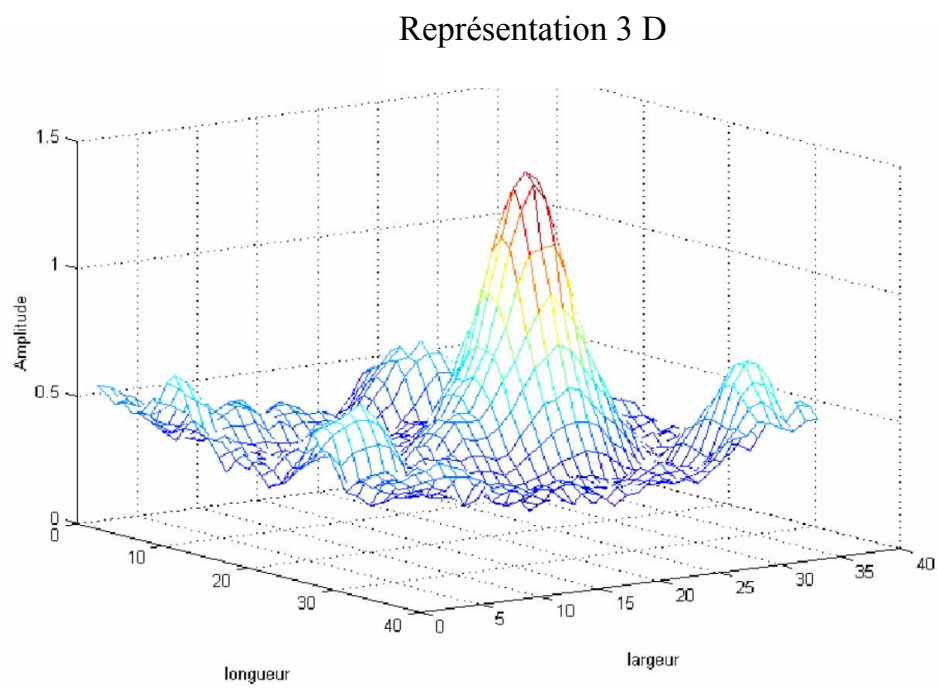
L'amplitude des signaux est codée avec des couleurs : l'amplitude maximale correspond au centre de la cible, l'amplitude à -3db correspond à la deuxième couleur et l'amplitude à -6db correspond à la troisième couleur.

Dans notre expérience, nous avons utilisés trois cibles de formes différentes dont les dimensions ont été données au chapitre trois. On enregistre l'amplitude (l'énergie) captée par le transducteur en fonction de sa position.

3.2 Résultats et discussion:

Les résultats obtenus à partir du balayage effectué sur les trois cibles sont présentés sur les figures 4.2, 4.3 et 4.4 :

a)



b)

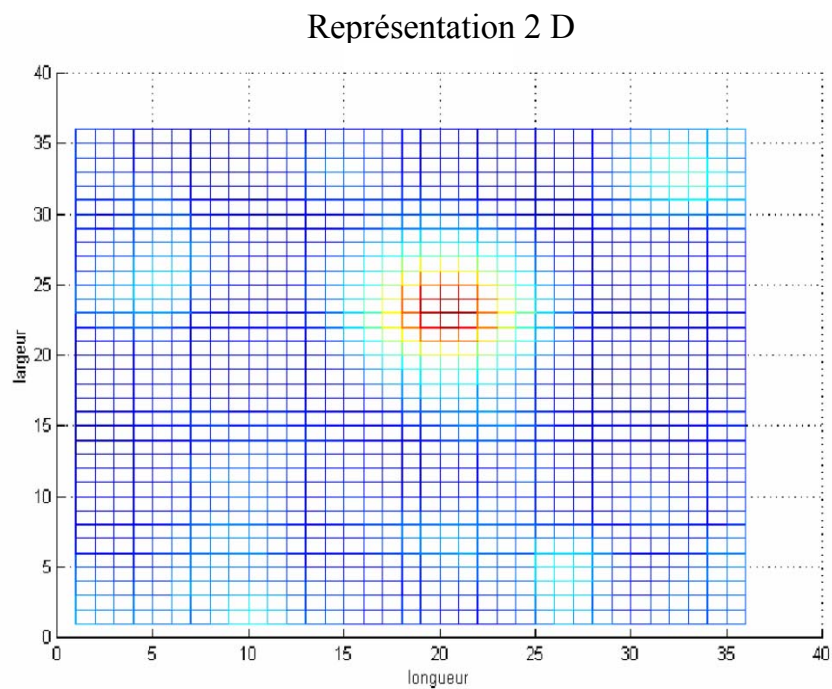
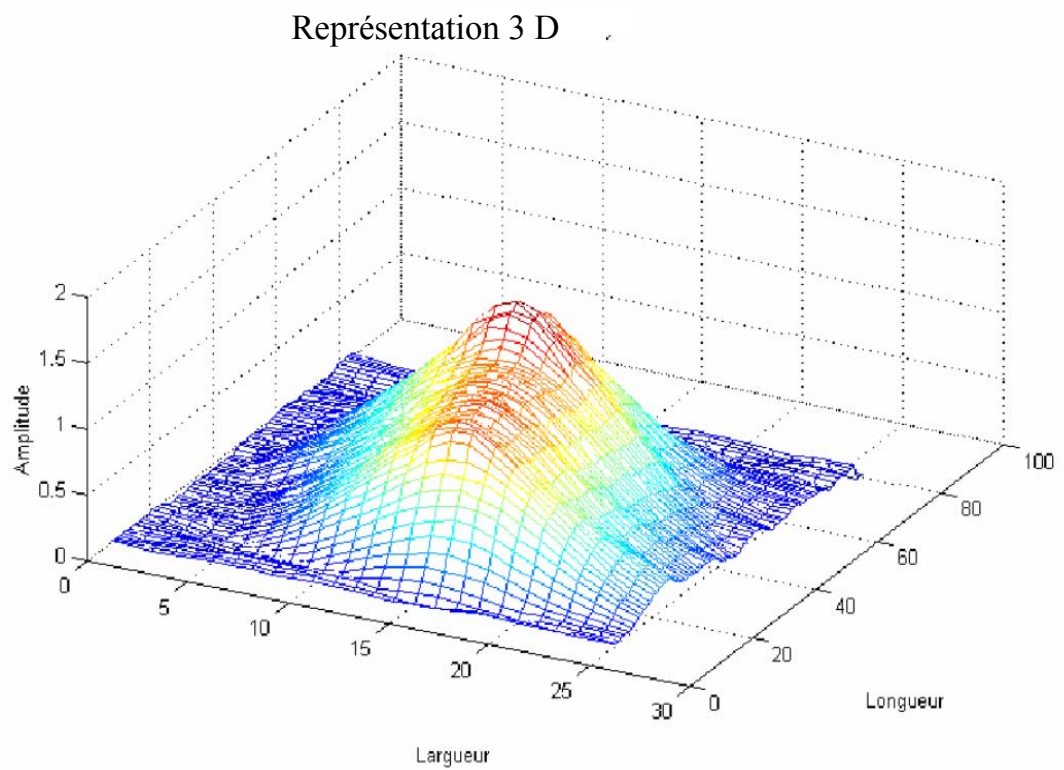


Figure. 4.2 : Image ultrasonore dans le cas de la sphère.

Après avoir recueilli et traité les signaux réfléchis, par nos différents échantillons, nous remarquons qu'il existe une grande corrélation entre l'image et l'objet sous test. Effectivement, nous constatons des zones à différents contrastes (zone claire, zone sombre) et couleurs (rouge, jaune, bleu) reflétant d'une manière assez fidèle la forme de l'objet caché.

La figure 4.2 représente l'image ultrasonore d'une sphère dont le diamètre réel est 22 mm. Nous voyons que nous avons affaire à une image parfaitement nette de notre sphère. Le pic observé dans la représentation 3D correspond au centre de la sphère, la forme abrupte, du signal obtenu, dénote, une forme ronde, de l'objet enfoui. Le cercle observé, sur la représentation 2D, confirme la forme sphérique, de l'objet. A cause, de la géométrie particulière, de notre cible, l'estimation de sa taille est délicate. L'amplitude des ondes réfléchies est maximale seulement au sommet (le maximum d'énergie, est dévié suivant la loi de Snell-Descartes, et ne revient pas à l'émetteur), l'image, dans ce cas donne une estimation du diamètre (11 mm), de moitié égale à celle de la sphère.

a)



b)

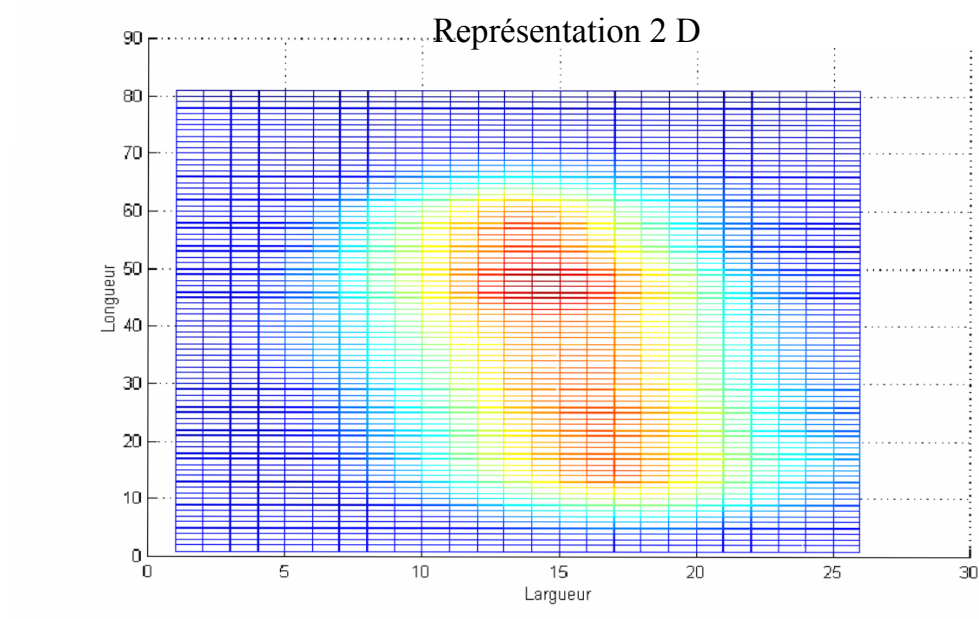
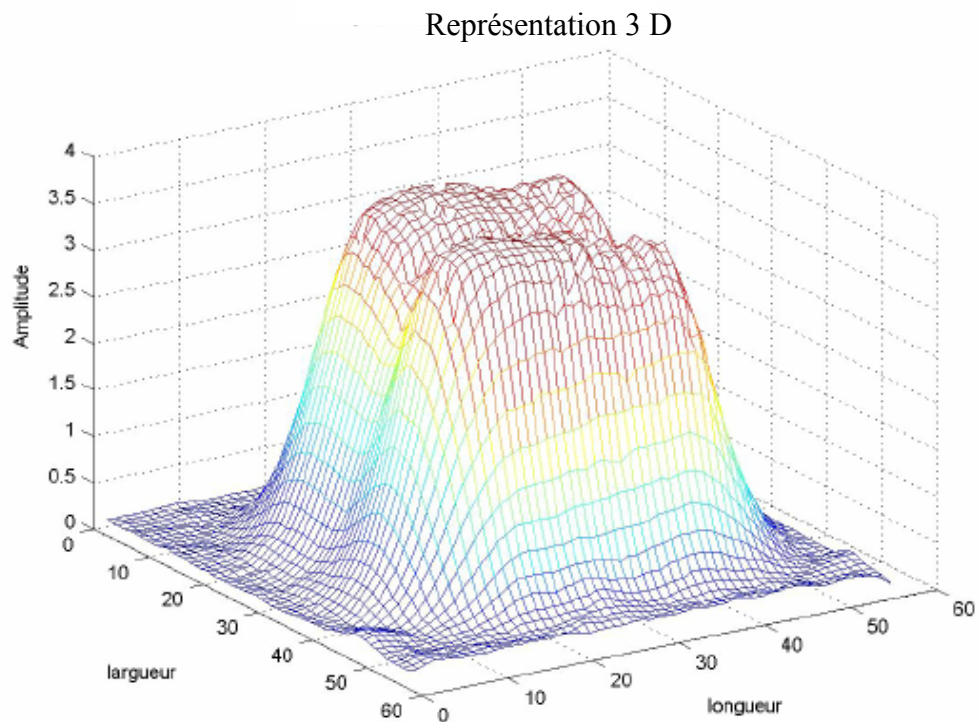


Figure. 4.3 : image ultrasonore dans le cas d'un cylindre.

Sur la figure 4.3, l'image est complètement différente de la précédente. Nous avons affaire à une forme, grossièrement rectangulaire, dont les dimensions sont de l'ordre de 60 pixels (60 mm) de long et 12 pixels (12 mm) de large (le comptage étant fait sur tout le dégradé). La couleur rouge, symbolisant le maximum de réflexion, n'est pas uniforme sur la surface de l'image : cela signifie que l'objet enfoui, n'est pas plan mais, que l'onde rencontre une courbure allongée, donc cylindrique. Les dimensions estimées, dans ce cas, sont celles de notre objet. La figure 3 D, confirme notre analyse, de façon claire : nous devinons, aisément, la forme cylindrique de l'objet enfoui. Nous pouvons même dire, vu la protubérance observée, que le cylindre n'est pas horizontal (en supposant le sable, parfaitement plan).

a)



b)



Figure. 4.4 : image ultrasonore dans le cas de la plaque a) Représentation 3D
b) Représentation 2D.

Cette image montre nettement, la nature et la symétrie, de l'objet enfoui. Nous observons un maximum, de couleur rouge uniformément répartie Ceci prouve que, l'énergie est réfléchiée de façon uniforme sur toute la surface « utile », contrairement aux images précédentes. Les dimensions estimées (29 mm), pour les deux côtés, aux erreurs de lecture près, sont très proches des dimensions réelles. L'image en 3 D, confirme que l'objet enfoui est une plaque carrée.

3.3 Conclusion :

Les expériences réalisées précédemment, montrent que l'imagerie ultrasonore est un puissant outil, dans le cadre de la détection d'objets, faiblement enfouis. Trois cibles, ont été testées, les images qu'elles renvoient sont très différentes les unes des autres et permettent de révéler la nature de la cible étudiée.

Afin, de pouvoir mieux différencier les cibles enfouies, une autre technique : la réémission acoustique de l'énergie emmagasinée dans la cible, insonée, a été testée. C'est l'objet de ce qui suit.

II. Spectre de réémission acoustique de la cible enfouie :

1. Introduction :

Dans ce qui précède, nous avons localisé et estimé la nature d'un objet enfoui, en analysant des signaux temporels. La méthode que nous allons tester, est basée sur l'exploitation du spectre de réémission de l'énergie emmagasinée par la cible.

Un spectre acoustique peut caractériser une cible il représente une image de l'état vibratoire de la cible. En effet, chaque objet a son propre spectre de réémission [53], qui est l'ensemble des fréquences émises, lorsque cet objet est mis en résonance [53,54].

Le spectre d'un objet vibrant, est donc une véritable carte d'identité : des objets différents ne peuvent pas vibrer de la même manière d'où un spectre propre à chaque objet. En se basant sur ce principe, nous allons observer les spectres de réémission, successifs de trois objets de géométries différentes, enfouis faiblement.

2. Principe de la technique impulsionnelle :

La technique impulsionnelle repose sur la possibilité de séparer le signal temporel en deux parties : l'une étant la réflexion purement spéculaire de l'onde incidente sur l'objet, l'autre partie étant la contribution élastique à la pression diffusée [55,56]. On sélectionne par une porte analogique la partie élastique; sa transformée dans l'espace des fréquences donne un spectre de quasi raies qui est le spectre de résonance de l'objet. La transformée dans l'espace des fréquences est réalisée à l'aide d'un algorithme de transformation de Fourier rapide (FFT).

2.1 Procédure expérimentale :

La première étape consiste à enregistrer les signaux réfléchis par les trois cibles plongées dans l'eau. Un algorithme de FFT permet d'obtenir, après suppression de l'écho spéculaire, un spectre de résonance qui va nous servir comme référence.

La deuxième étape, consiste à tracer les spectres des signaux réfléchis par les trois cibles enfouies à une petite profondeur, dans une couche de sable.

2.2 Résultats expérimentaux et discussion :

Les résultats obtenus dans le cas de la plaque sont portés sur les figures suivantes qui représentent l'amplitude des différentes résonances, en fonction du produit ka (k étant le vecteur d'onde et a représentant l'épaisseur de la plaque).

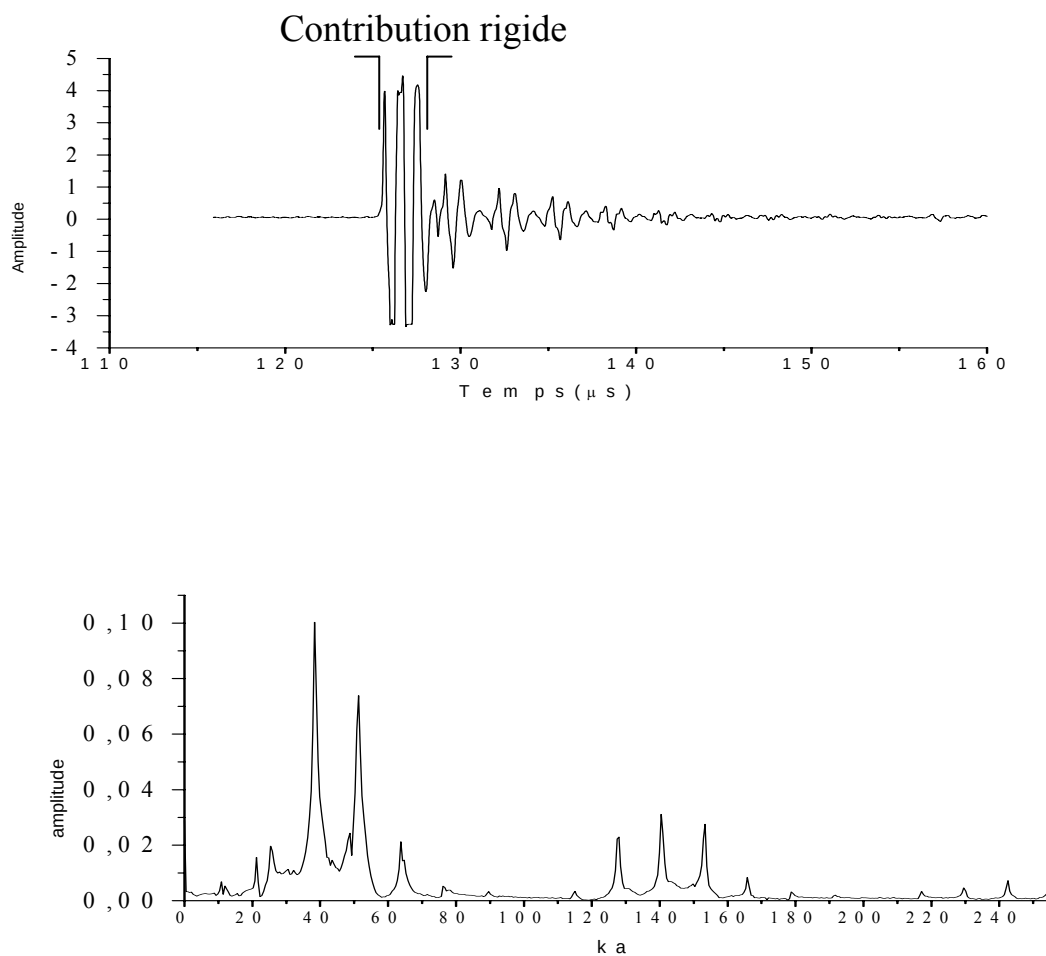


Figure. 4.5 : Signal temporel d'une plaque immergée dans l'eau et son Spectre, obtenu en éliminant la contribution rigide.

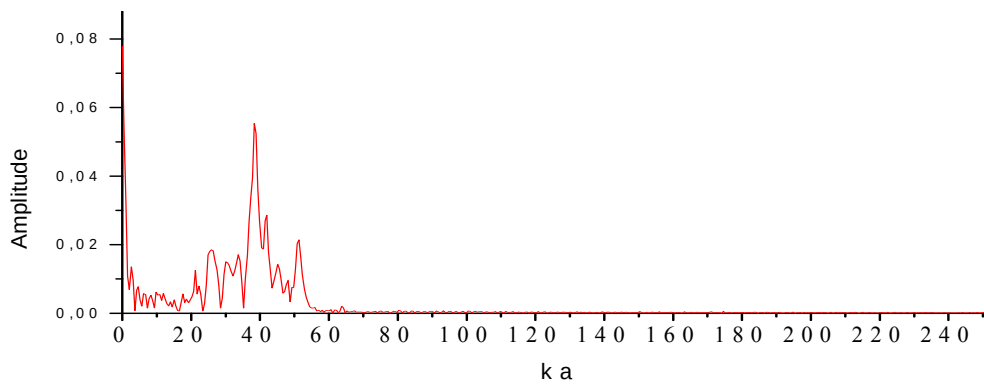
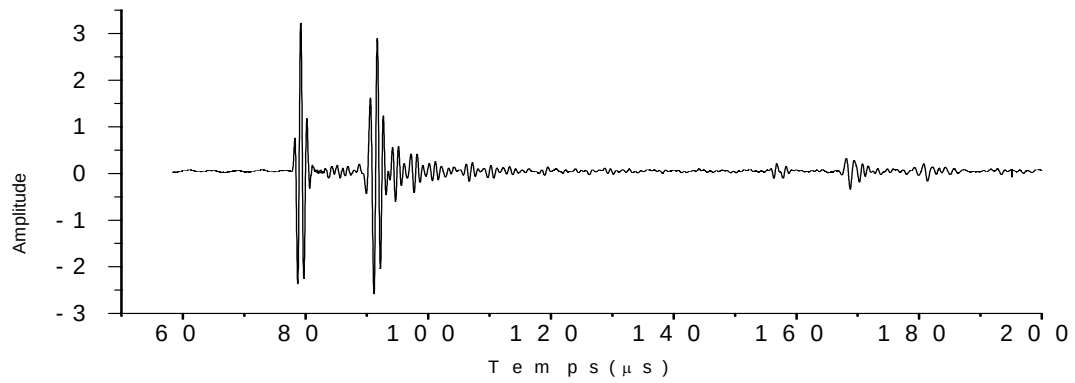


Figure. 4.6 : Signal temporel issu, d'une plaque enfouie dans le sable et son spectre associé, en éliminant la contribution rigide.

En superposant les deux spectres, nous obtenons :

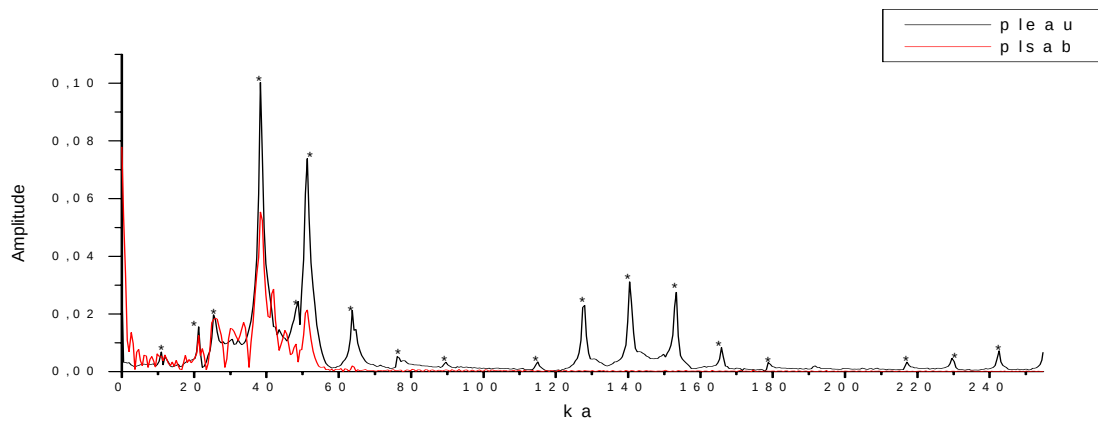


Figure. 4.7 : Spectres de réémission pour une plaque .

Toutes les résonances observées (les étoiles indiquent les positions de résonance) peuvent être considérées comme étant des modes de vibration propres de la cible (image du champ acoustique diffusé). Quel que soit le milieu dans lequel l'objet est insoné, il vibre de la même façon. Le spectre de réémission provenant de la cible enfouie reste sensiblement le même que celui provenant de la cible dans l'eau. Il est légèrement écrasé : cela montre que la cible continue de vibrer de la même manière, mais que l'amplitude des résonances diminue. Cet effet est dû, probablement à la charge du sable et à la réémission de l'énergie, due à l'interface sable-eau. En outre, l'effet passe-bas du sable, discuté dans le chapitre deux, se révèle : les hautes fréquences ne passent plus comme dans le cas de l'eau seule.

Donc , il ne nous est pas possible de détecter des résonances qui se situeraient au-delà de la bande passante du sable.

Lorsque la cible enfouie est une sphère nous obtenons, les résultats suivants :

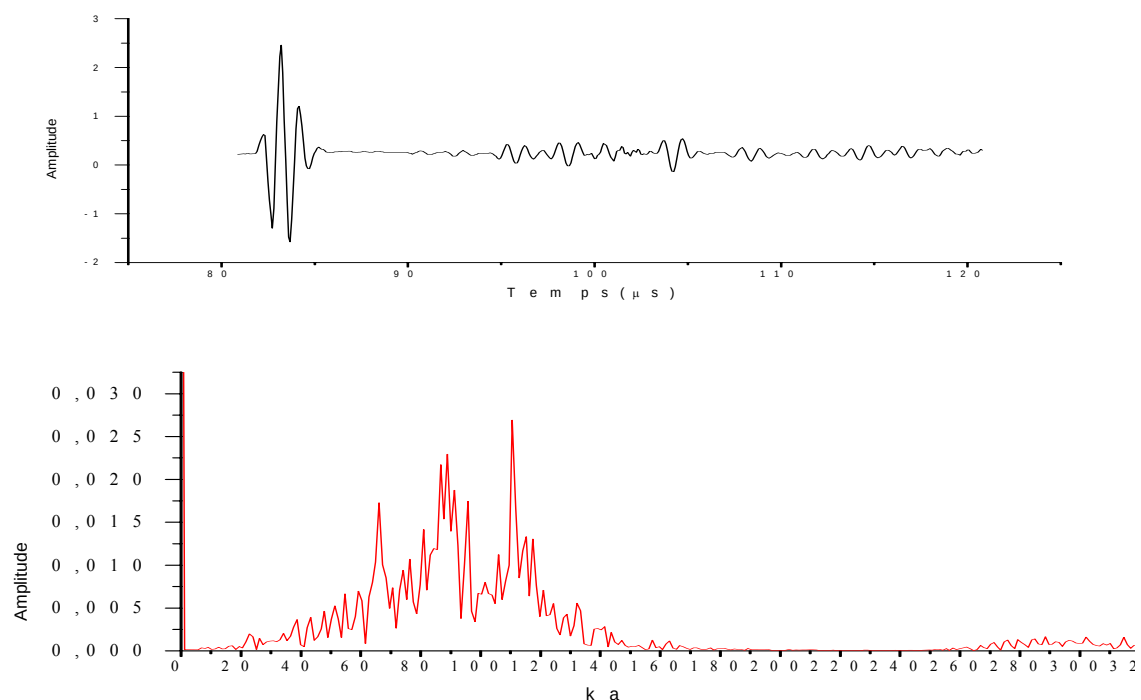


Figure. 4.8 : Signal temporel issu, d'une sphère immergée dans l'eau et son. spectre de résonance associé.

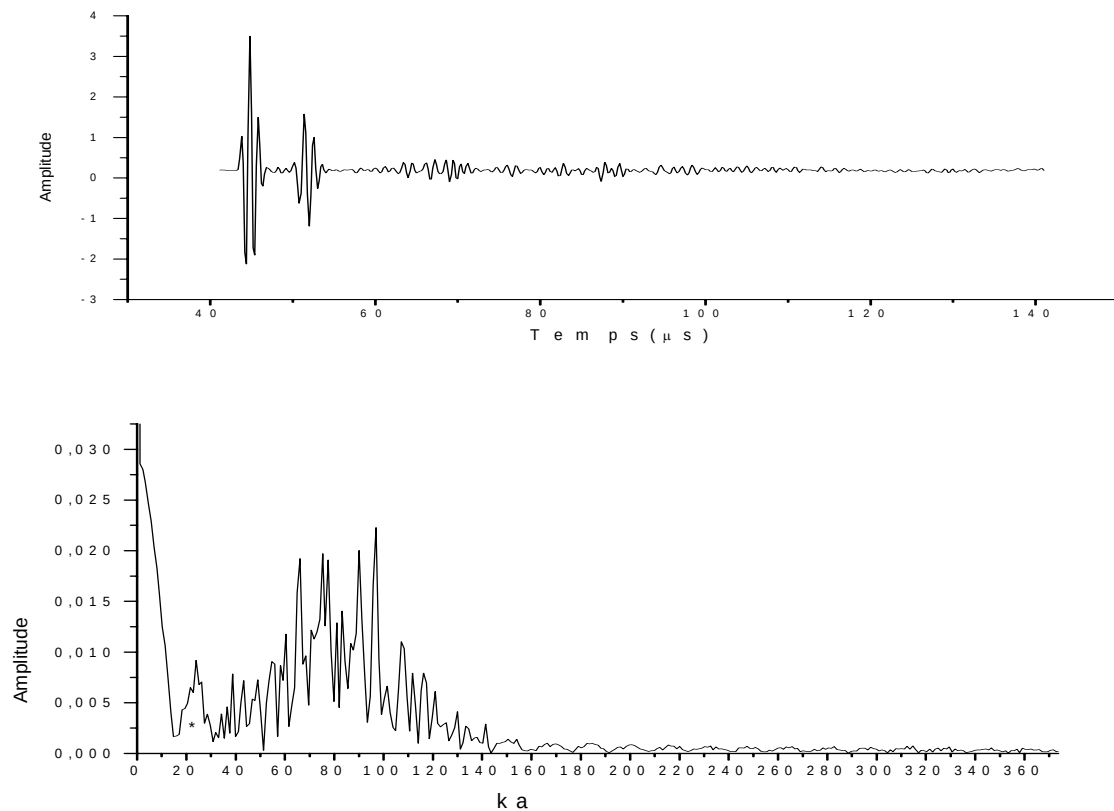


Figure. 4.9 : Signal temporel d'une sphère enfouie dans le sable et son spectre associé en éliminant la contribution rigide.

La superposition des deux spectres donne :

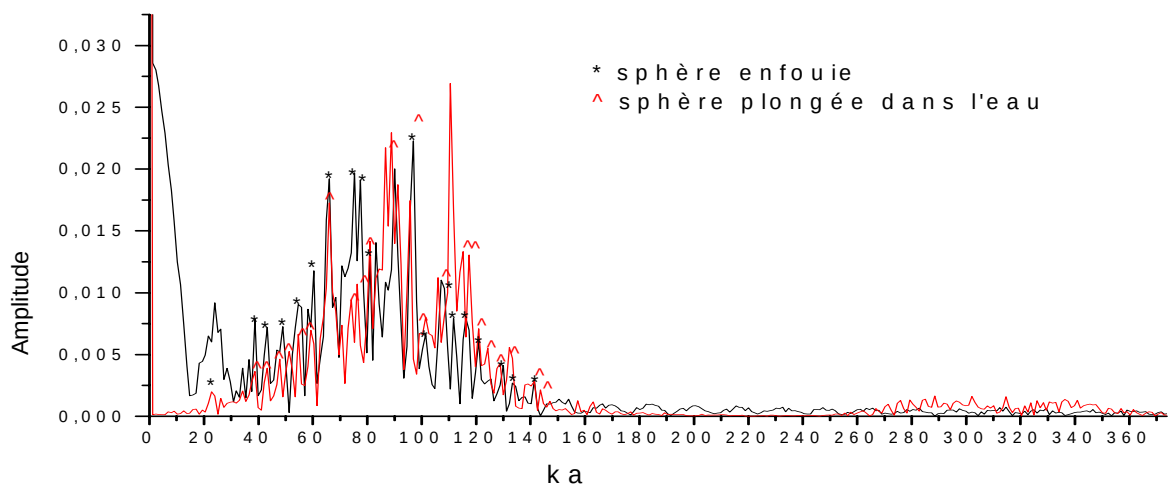


Figure. 4.10 : Spectres de réémission pour une sphère.

Nous obtenons un spectre, plus fourni, plus complexe que celui de la plaque. Mais les remarques précédentes, faites dans le cas de la plaque, restent les mêmes : les spectres de réémissions de la sphère, immergée et enfouie, ont des allures pratiquement superposables avec un léger décalage. Toutefois, certaines résonances, n'apparaissent plus, lorsque la sphère est enfouie. Cela peut se comprendre par le fait que la sphère ne vibre plus, à cause de l'effet du sable, comme elle le faisait dans l'eau.

Dans le cas d'un cylindre, enfoui, insoné perpendiculairement à son axe, nous obtenons les relevés suivants :

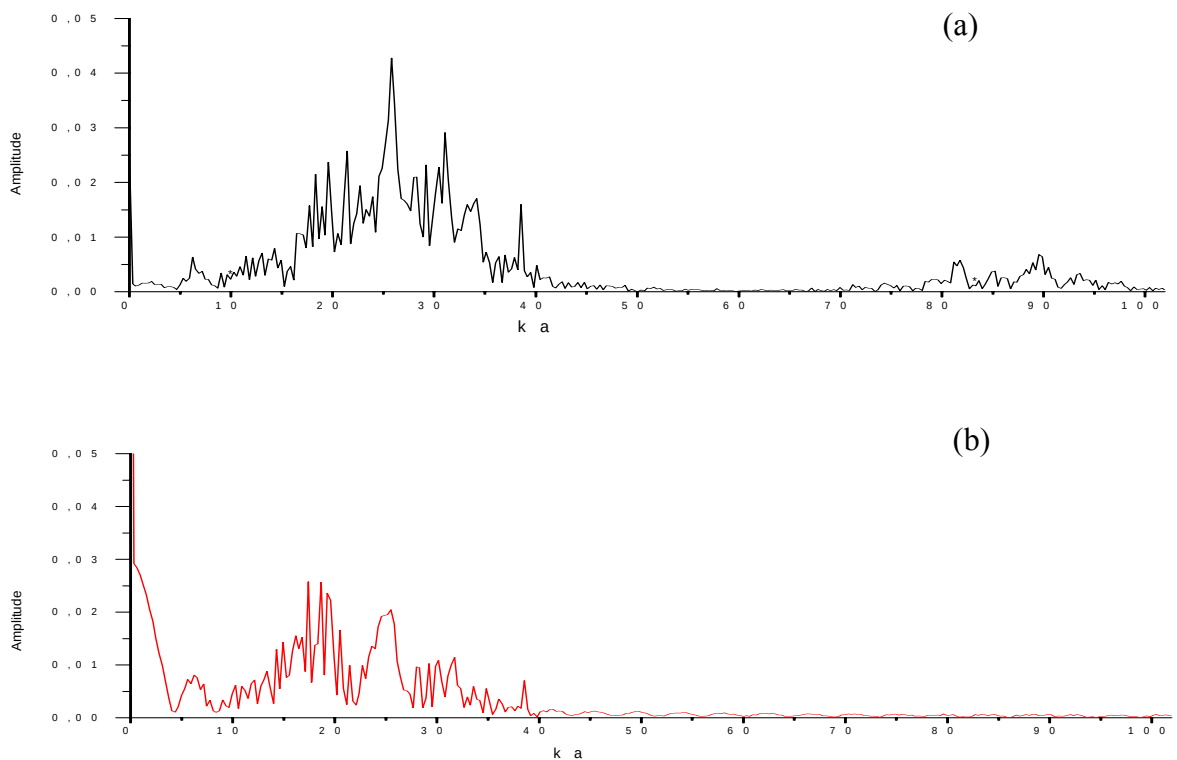


Figure. 4.11 : Spectre de réémission dans le cas d'un cylindre, (a) plongé dans l'eau et (b) enfoui dans le sable.

La superpositions des deux spectres donne :

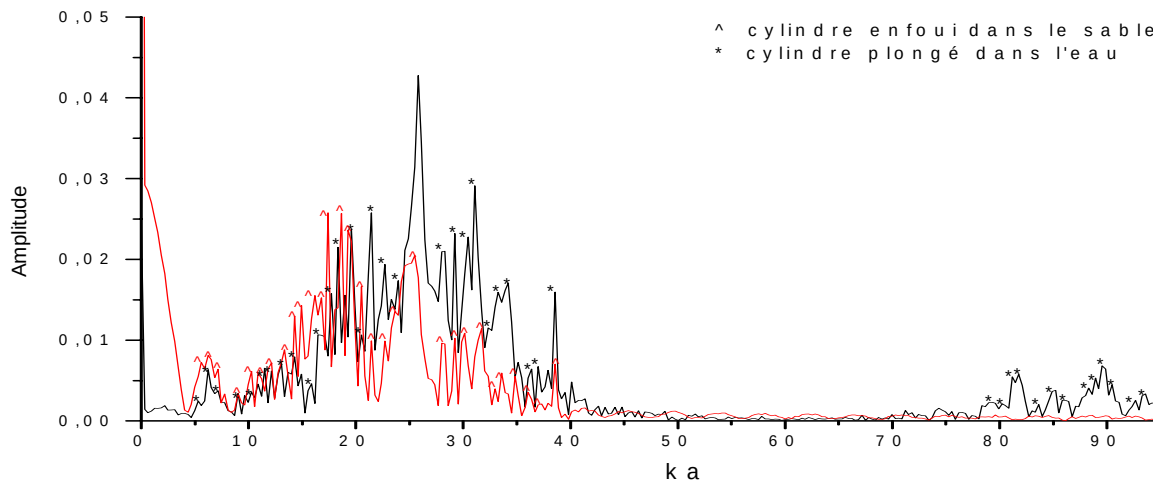


Figure.4.12 : Spectre de réémission pour un cylindre.

Le cylindre, quant à lui, montre un spectre aussi compliqué que celui de la sphère. Les remarques précédentes, faites pour la plaque et la sphère, peuvent lui être appliquées. L'effet passe-bande du sable, mis en évidence au chapitre 2, n'apparaît pas ici, car la profondeur, utilisée, est très faible (5 mm).

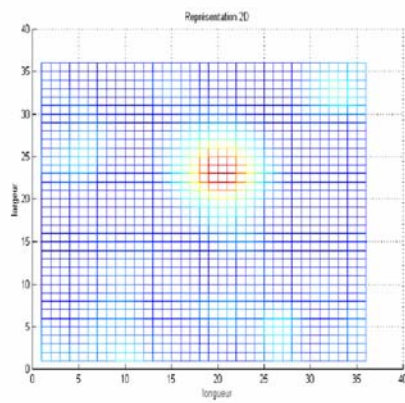
3. Conclusion :

Les résultats observés, montrent que pour des cibles de formes géométriques différentes, les spectres sont différents. Ce caractère particulier à chaque cible est très important, dans le cas de la reconnaissance d'objets enfouis. Les spectres permettent de faire un choix entre les cibles. Leur étude complète parfaitement l'étude par imagerie acoustique c'est un complément non négligeable.

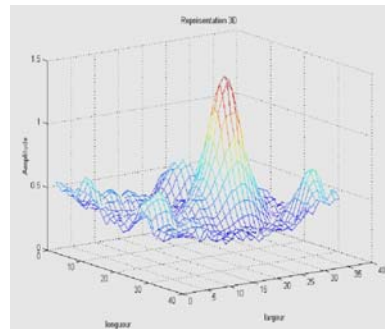
Sur la figure 4.13, nous présentons une récapitulation des résultats précédents .

Représentation 2 D

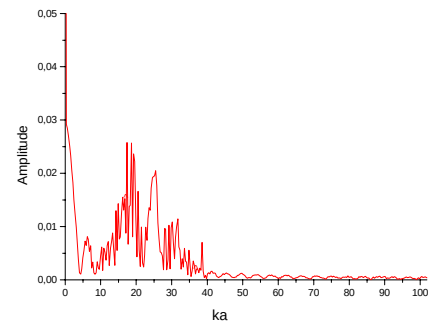
a)



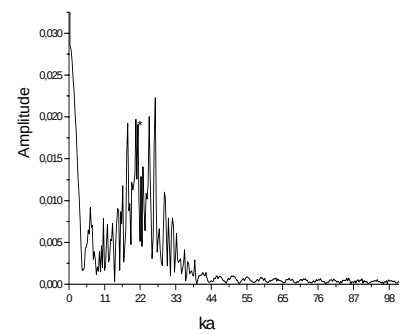
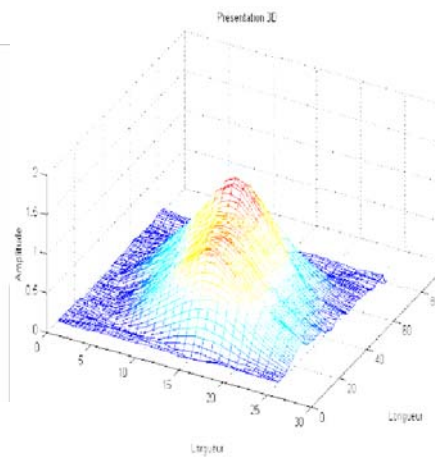
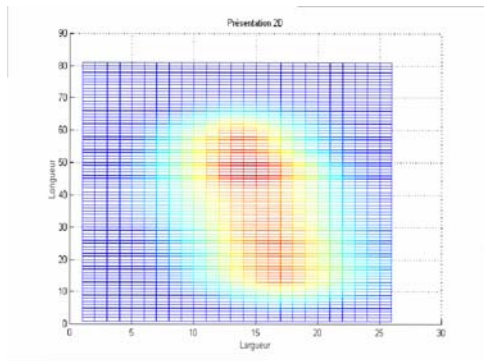
Représentation 3 D



Spectre de réémission



b)



c)

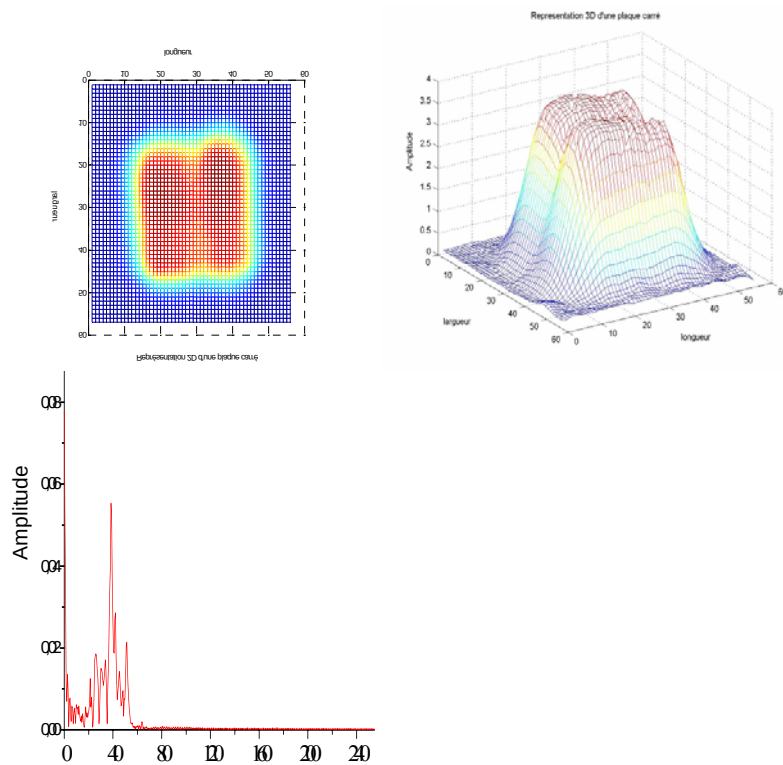


Figure.4.13 : Image ultrasonore et spectre de réémission pour les trois cibles : a) la sphère ; b) le cylindre et c) la plaque.

La comparaison des trois séries de relevés, précédents, nous permet de faire une différence entre les objets enfouis et de prédire la forme de chacun d'eux. Toutefois, ce procédé, avec les conditions qui étaient les nôtres, ne peut donner de bons résultats que pour de faibles enfouissements.

Conclusion générale :

Ce travail a été entrepris pour contribuer à l'étude, par voie acoustique, de la caractérisation d'objets faiblement enfouis. Pour cela, plusieurs approches ont été mise en œuvre expérimentalement : localisation de la cible, par insonation acoustique normale ; balayage en XY de la cible enfouie et étude de son spectre de réémission élastique.

Préalablement à l'étude expérimentale, un calcul succinct, utilisant la méthode de la représentation en intégrales de domaine et de frontières du champ de pression acoustique diffusé par une cible enfouie, a été mené. L'expression du champ établie, nous nous sommes intéressé à l'aspect expérimental de notre problème.

La cible étant enfouie dans du sable, il était utile de caractériser ce milieu, du point de vue acoustique. Nous avons montré, que le sable se comportait, vis-à-vis, d'une onde ultrasonore, comme un filtre passe-bas et que le paquet d'ondes, s'étalait plus ou moins, selon les fréquences le composant : les basses fréquences allant plus vite que les hautes fréquences. Nous conclûmes, qu'aux fréquences qui nous intéressaient, que le milieu était peu diffusif et qu'il était préférable, pour sonder le fond marin, d'utiliser des basses fréquences pour éviter les fortes atténuations.

Les travaux menés dans notre laboratoire ont été réalisés, pour une géométrie expérimentale simple, en cuve, sur un milieu simple simulant le fond marin. Les cibles utilisées dans toute la partie expérimentale ont été obtenues à l'atelier de mécanique de la faculté de physique, sous trois formes différentes : plaque, cylindre et sphère.

Notre première expérience, consista en la détection et en la localisation d'une cible enfouie, faiblement, dans le sable. On augmenta à chaque fois la profondeur d'enterrement, par pas de 5 mm, afin d'estimer la profondeur maximale au-delà de laquelle on ne pouvait plus détecter la cible. Les résultats obtenus, montrent une décroissance monotone de l'amplitude de l'écho, provenant de la cible, en fonction de la profondeur d'enfouissement. Plus la cible est confinée, moins elle reçoit d'énergie et moins elle en réfléchit, vers le transducteur émetteur qui ne reçoit que la part d'énergie non dissipée dans le sable. Les profondeurs estimées sont en bon accord avec les profondeurs d'enfouissement réelles. La comparaison entre les courbes obtenues montre que la plaque, vu la surface mise en contact avec l'onde incidente, réfléchit le maximum d'énergie. En conséquence, nous constatâmes, que les cibles de petites dimensions, arrondies, sont plus difficiles à détecter.

Après avoir localisé la cible, il s'agissait d'essayer de l'identifier. Pour cela, nous fîmes un balayage, en XY, de la surface de sable cachant notre cible. Les résultats issus du balayage automatique, nous ont permis d'avoir des images, en dégradé, illustrant, de façon assez fidèle, les formes enfouies. On a pu, à partir de ces images, distinguer les trois cibles de formes différentes.

La réponse fréquentielle, que l'objet réémet, après avoir emmagasiné de l'énergie, est souvent plus significative qu'une simple réplique spéculaire, du signal

réfléchi. La méthode que nous avons testée, est basée sur l'exploitation du spectre de réémission de l'énergie emmagasinée par la cible. Un spectre acoustique peut caractériser une cible, il représente une image de l'état vibratoire de la cible. En effet, chaque objet a son propre spectre de réémission, qui est l'ensemble des fréquences émises, lorsque cet objet est mis en résonance. Le spectre d'un objet vibrant est donc une véritable carte d'identité : des objets différents ne peuvent pas vibrer de la même manière, d'où un spectre propre à chaque objet. En se basant sur ce principe, nous avons observé les spectres de réémission, successifs de trois objets de géométries différentes, enfouis faiblement.

Nous constatons, que le spectre de réémission provenant de la cible enfouie, reste, sensiblement, le même que celui, provenant de la cible dans l'eau. Il est légèrement écrasé : cela montre que la cible continue de vibrer de la même manière, mais que l'amplitude des résonances diminue. Cet effet est du, probablement à la charge du sable et à la réémission de l'énergie, due à l'interface sable-eau. En outre, l'effet passe-bas du sable, discuté dans le chapitre deux, se révèle : les hautes fréquences ne passent plus comme dans le cas de l'eau seule.

Dans le cas de cibles plus complexes, comme le cylindre ou la sphère, nous obtenons un spectre, plus fourni, plus complexe que celui de la plaque. Mais les remarques précédentes, faites dans le cas de la plaque, restent les mêmes : les spectres de réémissions de la sphère, immergée et enfouie, ont des allures pratiquement superposables. Toutefois, certaines résonances, n'apparaissent plus, lorsque la sphère est enfouie. Cela peut se comprendre par le fait que certains modes de vibrations de la sphère n'existent plus, à cause de l'effet du sable.

Les résultats observés, montrent que pour des cibles de formes géométriques différentes, les spectres sont différents, ce caractère particulier à chaque cible est très important, dans le cas de la reconnaissance d'objets enfouis. Les spectres permettent de faire un choix entre les cibles. Leur étude complète parfaitement l'étude par imagerie acoustique. C'est un complément capital dans la caractérisation des cibles enfouies.

A l'avenir, nous projetons de :

- ✚ Mener l'étude théorique jusqu'au bout, en traçant le champ de pression acoustique diffusé par une cible enfouie et de le comparer avec les résultats expérimentaux.
- ✚ Faire une étude plus précise du milieu, en prenant en compte l'influence de ses principaux paramètres : granulométrie, porosité, perméabilité, etc.
- ✚ Travailler, en basses fréquences, pour aller plus profondément dans le sable et affiner nos analyses.
- ✚ Essayer d'obtenir les spectres de réémission, de cibles profondément enfouies, avec des conditions expérimentales plus performantes : générateur puissant, analyseur de spectres, etc.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] X.Lurton. Acoustique sous marine. Edition IFREMER ,Plouzané, 1998.
- [2] D.Boulinguez.Reconnaissance 2D et 3D d'objets sous- marins enfouis. Thèse, Université de Bretagne, Juillet 2000.
- [3] D.Boulinguez et A.Quinquis. Entropy and fractal analysis for underwater object classification. Dans Manell E. Zakharia, editor, fifth European conference on Underwater Acoustic, vol.2,pp.1103-1108,2000.
- [4] R.Guillermin, P.Lasaygues, J.P.Sessarego, et A Wirgin. Imaging and object

buried in the sediment bottom of a deep sea by linearized inversion of synthetic and experimental acoustic wavefields. A paraître dans *inverse problems*.

- [5] R.Guillermin, P.Lasaygues, J.P.Sessarego, et A Wirgin. Inversion of synthetic and experimental acoustical scattering data for the comparison of two reconstruction methods employing the born approximation. A paraître dans *ultrasonics*.
- [6] R.Guillermin. Caractérisation d'objets enfouis dans des sédiments marins par imagerie acoustique. Thèse, Université d'Aix-Marseille II soutenue en Décembre 2000.
- [7] A.J. Berkhout. Seismic migration. Elsevier, Amsterdam, 1980.
- [8] E.J.Aymé-Bellegarda et T.M.Habashy. Forward ultrasonic scattering of multidimensional solid or fluid inclusions buried in multilayered structures. IEEE trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control, UFFC-39 ,pp. 1-10,1992.
- [9] M. Cauterman, J.L. Martin, P. Degauque, et R. Gabillard. Numerical modeling for electromagnetic remote sensing of inhomogeneities in the ground. Proceedings of the IEEE, 67 (7), pp. 1009-1015, July 1979.
- [10] B. Duchaîne et W. Tabbara. Characterisation of a buried cylindrical object from its scattered field. IEEE Trans. on sonics and ultrasonics,SU-31(6),pp.658-663,November 1984.
- [11] G.W. Hohman. Electromagnetic scattering by conductors in the earth near a line source of current. Geophysics 36 (1), pp.101-131, February 1971.
- [12] J.A. Fawcett. Acoustic scattering from cylindrical objects embedded between two half-spaces. J. Acoust. Soc. Am; 100 (5), pp. 3053-3060, November 1996.
- [13] Y. Niwa, S. Hirose, et M. Kitahara. Application of the boundry integral equation method (BIE) to transient reponse analysis of the inclusions in a half space. Wave Motion, 8, pp. 77-91, 1986.
- [14] J.R. Parry et S.H. Ward. Electromagnetic scattering from cylinders of arbitrary cross-section in a conductive half-space. Geophysics, 36 (1), pp. 67-100, February 1971.
- [15] S.A. Yang. A boundary integral equation method for two dimensional acoustic scattering problems. J. Acoust. Sos. Am; 105 (1), pp.93-105, January 1998.
- [16] C. Zimmerman et M. Stern. Scattering of plane compressional waves by spherical inclusions in a poroelastic medium. J. Acoust. Soc. Am; 94 (1), pp. 527-536, July 1993.

- [17] A.Bostrom et G. Kristensson. Elastic wave scattering by a three dimensional inhomogeneity in a elastic half space. Wave motion, pp. 335-353, 1980.
- [18] G. Kristensson et S. Strom. Scattering from inhomogeneities – a general three dimensional formalism. J. Acoust. Soc. Am; 64 (3), pp. 917-935, September 1978.
- [19] P.M. Morse et H. Feshbach. Methods of theoretical physics, Vol. 1. MacGraw-Hill, New York, 1953.
- [20] Michel Bruneau. Introduction aux théories de l'acoustique. Université de Maine, Editeur Route de Laval, pp.259-274.
- [21] P.J.T. Filippi (coordinnateur). Acoustique générale. Les éditions de physique, les Ulis, 1994.
- [22] B. Duchaîne et Walid Tabbara. Characterization of a buried cylindrical object from its scattered field. IEEE Transactions on sonics and ultrasonics, Vol. Su-31, no.6, November 1984.
- [23] B. Duchaîne. Caractérisation ultrasonore de milieux fluides inhomogènes. Applications au diagnostic et à l'imagerie. Thèse, Université de paris-Sud centre d'Orsay, Mars 1986
- [24] Biot M.A; Acoustics, elasticity, and thermodynamics of porous media, twenty one papers by M.A.biot, Tolstoy I.(Ed.),American Institute of physics, 1992.
- [25] Allard J.F; Propagation of sound in porous Media- Modelling porous sound Absorbing Materials, Chapman and Hall, pp.118-144, London/New york 1993.
- [26] Plona T.J; Observation of the second bulk compressional wave in a porous medium at ultrasonic frequencies,Appl.Phys.Lett.36, pp.259-261, 1980.
- [27] Altenburg R. A; Chotiros N.P; Plane-wave of acoustic signals in a sandy specimen, J. Acous. Soc. Am. 89, pp.165-170, 1991.
- [28] Chotiros . N; Biot model of sound propagation in water-saturated sand, J.Acoust. Soc. Am. 97, pp.199-214, 1995.
- [29] Rasolofosaon. P.N.J; Propagation des ondes acoustiques dans les milieux poreux-Effets d'interface – (Théorie et expériences), thèse de doctorat ès sciences, université paris-7, pp.441, paris1987.
- [30] Johnson D.L ; Plona T.J; Kojima H ; Probing porous media with first and second sound. II. Acoustic properties of water-saturated porous media, J. App. Phys.

76, pp.115-125, 1994.

- [31] Brown N.R ; Castagnède B; Lauriks W; Melon M; Experimental study of the dispersion of ultrasonic waves in porous materials, C. R. Acad. Sci. Paris, série Iib 319, pp.393-399, 1994.
- [32] Nagy P.B ; Local variation of slaw wave attenuation in air-filled permeable materials, J. Acoust. Soc. Am. 99, pp.914-919, 1999.
- [33] Claire Drevet. Propagation d'une onde acoustique haute fréquence à l'interface plane eau-sable : théorie et expérience. Application aux sonars imageurs de fonds dans la zone de déferlement. Thèse, Université d'Aix-Marseille II soutenue en Novembre 1999
- [34] J.L.Pelletier, M.Bocquet, Y. Le Tohic, « La pratique du contrôle industriel par ultrasons », tome 2, 1984.
- [35] Claire Drevet, Jean Pierre Sessarego, Marc Brussieux. Propagation d'onde acoustique haute fréquence dans les sables saturés en eau et non consolidés.
- [36] Alexi Moussatov, Laurent Guillon, Christophe Ayrault, Bernard Castagnède. Experimental study of the dispersion of ultrasonic waves in sandy sediments. C. R. Acad. Sci. paris, t. 326, sérieII b, p. 433-439, 1998.
- [37] L. Guillon, A. Moussatov, B. Brouard et C. Ayrault. Prppagation of sound in sands :Measurements and Modeling.
- [38] Elodie Larive. Thèse, l'Université Montpellier II Sciences et Techniques du Languedoc Soutenue le 08 juillet 2002 sur le thème : Etude expérimentale des roches à très faible perméabilité par la mise en œuvre d'un perméamètre de précision.
- [39] Mme LAVARDE. Perméabilité et porosité. Untitled document, 17-11-2003.
- [40] J.J. Fabre et B. Nongaillard, Operation VII.3 : Ultrasons pour l'ingénierie de la santé et de l'agro-alimentaire, Rapport d'activité 2001, pp 265-272.
- [41] M. Herskowitz, S. Levisky, I. Shreiber. Attenuation of ultrasound in porous media with dispersed microbubbles. Ultrasonics 38, pp.767-769, 2000.
- [42] T.Monnier, Ondes de Lamb dans les milieux stratifiés : Application à la surveillance in situ et en temps réel de l'endommagement de structures composites. Thèse de Doctorat , l'institut national des sciences appliqués de Lyon; Juillet 2001.
- [43] Harselet. R. W. G, Acoustic echoes from targets underwater. In: Underwater

- acoustics. R. W. B. Stephens, Ed. Wiley Interscience, pp.129-197. London 1970
- [44] Halimi Rafik. Influence des grosseurs des grains sur les paramètres ultrasonores. Thèse d'ingénieur, Université M'hamed Bouguerra de Boumerdes. Octobre 2001.
- [45] M.de Billy et L. Adler, Phénomène de retrodiffusion observé à l'interface liquide-solide à l'angle de Raileigh, pp 65-85.
- [46] R. Carbo. Identification d'une cible enterrée avec un écho-sondeur. Colloque de physique, Supplément au n°2, Tome 51, 1^{er} congrès Français d'acoustique. pp.443-446, Février 1990
- [47] R. Carbo-Fité and C. Ranz-Guerra. Theoretical and Experimental Results of the Reflective Properties of a Homogeneous Target Surrounded by a sandy-Medium. *Acustica* Vol. 61, pp.130-136, 1986.
- [48] Hamzi. Abdeldjebar ; Boutaa Nour eddine. Visualisation d'une structure homogène par voie ultrasonore. Thèse d'ingénieur, Institut d'électronique, U.S.T.H.B, pp 25-30, 1991.
- [49] Marc Bernard. Apport du traitement du signal à la modélisation d'un système d'imagerie ultrasonore. Traitement du signal ; Volume 2-n°1 - 1985.
- [50] M. Fink. L'imagerie ultrasonore. *Revue physique. Appl.* 18, pp 527-556, 1983.
- [51] Basic pulse echo instrument, control functions and uses, informations displays : ascan, bscan, cscan. Ultrasonics level.
www. sonic. com/learning/files/terms_and_definitions. pdf
- [52] F. Sellidj, N. Haned, Commande automatique d'un système de déplacement micrométrique par micro-ordinateur. Thèse d'ingénieur, Institut d'électronique, U.S.T.H.B, Alger, Sep.1995.
- [53] Jean-Louis IZIBICKI. Gerard Maze. Jean Ripoche. Résonance des plaques et des cylindres : ondes guidées. Traitement de signal. Volume 2- n°5 sp-1985.
- [54] R. Burvingt. J. L. rousselot. A. Derm. Gerard Maze. et J. Ripoche. Réponse résonnante de cylindres élastiques. *Revue de Cethedec*, 1984.
- [55] M. Talment, A. Cand, H. Batard, M. Billy et G. Quentin. Diffusion acoustique par des cibles axisymétriques. Conference proceedings, L.M.A, n°125, juin 1991.
- [56] Gérard Maze. Résonance d'objets et propagation d'ondes de surface. *Revue de Cethedec*, pp.41-54, 1984.

ANNEXE A :



Emetteur-Récepteur à ultrasons et
Oscilloscope pour la
visualisation des résultats.



Ordinateur pour l'acquisition des données.



Photographie de la cuve utilisée pour l'étude expérimentale d'une cible enfouie dans le sable.

