



Imagerie ultrasonore d'objets à fort contraste par une méthode d'équations intégrales de domaine

Régine Guillermin, Philippe Lasaygues

► To cite this version:

Régine Guillermin, Philippe Lasaygues. Imagerie ultrasonore d'objets à fort contraste par une méthode d'équations intégrales de domaine. 8ème Congrès Français d'Acoustique, Apr 2006, Tours, France. pp.709-712. hal-00476429

HAL Id: hal-00476429

<https://hal.science/hal-00476429>

Submitted on 26 Apr 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Imagerie ultrasonore d'objets à forts contrastes par une méthode d'équations intégrales de domaine

Régine Guillermin, Philippe Lasaygues

Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique, Marseille, France, courriel : guillermin@lma.cnrs-mrs.fr

Résumé

Cette étude concerne l'imagerie ultrasonore d'objets cylindriques (2D) de section quelconque, immergés dans un fluide infini. La méthode de Born itératif distordu utilisée fait partie de la classe des algorithmes algébriques de reconstruction (ART). Cette méthode a été développée afin de permettre de s'affranchir des conditions d'application de l'approximation de Born (cible à faible contraste). Elle permet ainsi d'accéder à des informations quantitatives sur l'objet reconstruit (par exemple la célérité du son), ce qui présente un grand intérêt, notamment pour des applications en imagerie médicale.

Introduction

Ce travail concerne l'imagerie ultrasonore d'objets cylindriques (2D) de section quelconque, immergés dans un fluide infini. La méthode d'inversion utilisée est basée sur une représentation intégrale du champ diffracté. L'approximation de Born au premier ordre fournit une expression linéarisée du champ diffracté. Les équations ainsi obtenues sont discrétisées via une méthode de collocation. La résolution du problème inverse se ramène alors à l'inversion d'un système linéaire en général non carré et mal conditionné. Dans le cas de cibles à faibles contrastes par rapport au fluide environnant (célérités du son et densités voisines), les reconstructions ainsi obtenues sont de qualité satisfaisante aussi bien sur l'aspect qualitatif (forme, dimensions) que quantitatif (célérité du son) [1]. Cependant dans le cas de cibles à forts contrastes, l'information quantitative est perdue. Nous devons alors faire appel à des procédures d'inversion plus complexes de type Born itératif distordu [2]. Ces algorithmes ont suscité récemment de nombreuses études [3]-[7]. Des résultats très intéressants ont été obtenus avec des données électromagnétiques réelles [7][8], mais à notre connaissance, peu de résultats expérimentaux sont disponibles, pour ce type de méthodes, avec des données ultrasonores [9], particulièrement pour des cibles à fort contraste. Nous présentons dans un premier temps l'algorithme Born itératif distordu utilisé. Les performances de cet algorithme sont ensuite évaluées à la fois sur des données synthétiques et sur des données ultrasonores réelles issues d'expérimentations en cuve.

Algorithme d'imagerie

Considérons un objet cylindrique de section quelconque, occupant le domaine Ω_1 , immergé dans un milieu infini occupant le domaine Ω_0 dans le plan (xOy). Le milieu Ω_0 est supposé fluide, homogène et isotrope. Nous noterons

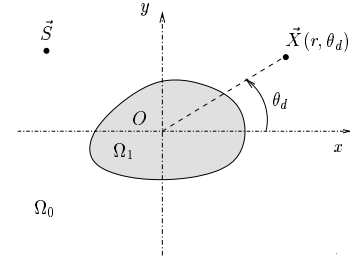


Figure 1: Configuration étudiée

c_0 et $c_1(\vec{X})$ les célérités des deux milieux. Nous supposons d'autre part, qu'il n'y a pas de contraste de densité entre les milieux. L'objet est éclairé par une ligne source monochromatique de fréquence f placée en $\vec{S}$: $P_0(\vec{X}, t) = \Re(p_0(\vec{X})e^{-i\omega t})$ avec $p_0(\vec{X}) = \frac{i}{4}H_0^{(1)}(k_0\|\vec{X} - \vec{S}\|)$ (en notant $\omega = 2\pi f$ et $k_0 = \frac{\omega}{c_0}$). Dans tout ce qui suit, nous éliminons la dépendance temporelle en $e^{-i\omega t}$. Le problème étudié est représenté sur la Figure 1. Soit $p(\vec{X})$ le champ de pression en un point $\vec{X}$ de l'espace. La représentation intégrale du champ diffracté $p^d(\vec{X})$ s'écrit :

$$p^d(\vec{X}) = -k_0^2 \int_{\Omega_1} \Lambda(\vec{X}')p(\vec{X}')G_0(\vec{X}', \vec{X})d\Omega(\vec{X}'), \quad (1)$$

avec $G_0(\vec{X}, \vec{X}') = \frac{i}{4}H_0^{(1)}(k_0\|\vec{X} - \vec{X}'\|)$ la fonction de Green en espace libre et Λ fonction caractéristique de l'objet :

$$\Lambda(\vec{X}) = 1 - \frac{k^2(\vec{X})}{k_0^2} = 1 - \frac{c_0^2}{c^2(\vec{X})}$$

Cette fonction représente le contraste de célérité entre l'objet et le milieu dans lequel il est immergé. Nous notons que Λ est à support borné, elle est nulle en dehors de Ω_1 . Dans notre cas, la résolution du problème inverse se ramène à la détermination de cette fonction Λ en tout point d'un domaine D contenant la cible. Ce problème est non linéaire en Λ car le champ total (présent dans l'intégrale) dépend de Λ . La méthode la plus classique pour obtenir une expression linéarisée du problème inverse consiste à utiliser l'approximation de Born au premier ordre, qui consiste à approcher le champ total par le champ incident, dans l'intégrale :

$$p^d(\vec{X}) = -k_0^2 \int_{\Omega_1} \Lambda(\vec{X}')p_0(\vec{X}')G_0(\vec{X}, \vec{X}')d\Omega(\vec{X}') \quad (2)$$

Une formulation discrète de cette équation est obtenue en maillant la cible (Figure 2) et en supposant Λ , p_0 et G_0 constants sur chaque élément du maillage. L'équation (2) devient alors :

$$p^d(\vec{X}) = -a^2 k_0^2 \sum_{p,q=1}^n \{\Lambda(\vec{X}_{pq}) p_0(\vec{X}_{pq}) G_0(\vec{X}, \vec{X}_{pq})\} \quad (3)$$

Supposons le champ de pression connu en M points

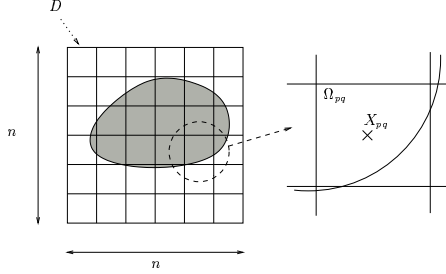


Figure 2: Grille de maillage.

d'observation Y_j ; $j = 1 \dots M$, nous obtenons un système linéaire de M équations à n^2 inconnues qui sont les valeurs de Λ aux points de maillage $\vec{X}_{pq}$; $p, q = 1 \dots n$.

$$p^d(\vec{Y}_j) = -a^2 k_0^2 \sum_{p,q=1}^n \{\Lambda(\vec{X}_{pq}) p_0(\vec{X}_{pq}) G_0(\vec{Y}_j, \vec{X}_{pq})\} \quad (4)$$

Le problème inverse peut alors se résumer sous une forme matricielle $P^d = Q\Lambda$, où :

$$\Lambda = \begin{bmatrix} \Lambda(\vec{X}_{11}) \\ \vdots \\ \Lambda(\vec{X}_{nn}) \end{bmatrix}, \quad P^d = \begin{bmatrix} p^d(\vec{Y}_1) \\ \vdots \\ p^d(\vec{Y}_M) \end{bmatrix}$$

Ce système étant en général non carré et mal conditionné, une solution aux sens des moindres carrés est obtenue via une décomposition en valeurs singulières (SVD) associée à une régularisation de Tikhonov [10] [11]. Nous obtenons ainsi une première solution Λ_0 du problème inverse qui va nous servir de solution initiale dans un algorithme de type Born itératif distordu. Si nous supposons Λ_l connue à un ordre d'itération l , la solution à l'ordre suivant vérifie [2][3] :

$$p^d(\vec{Y}_j) - p_l^d(\vec{Y}_j) = -a^2 k_0^2 \sum_{p,q=1}^n \{(\Lambda_{l+1}(\vec{X}_{pq}) - \Lambda_l(\vec{X}_{pq})) p_l(\vec{X}_{pq}) G_l(\vec{Y}_j, \vec{X}_{pq})\} \quad (5)$$

où G_l est la fonction de Green d'un objet Λ_l immergé dans Ω_0 . $G_l(\vec{Y}_j, \vec{X}_{pq})$ est donc le champ de pression total calculé au point $\vec{Y}_j$ pour une source placée en $\vec{X}_{pq}$, en présence d'un objet de fonction caractéristique Λ_l , immergé dans Ω_0 . p_l et p_l^d sont les champs de pression total et diffracté par cette même cible mais pour une source placée en $\vec{S}$. Ces quantités sont calculées en utilisant la représentation intégrale (1) et en résolvant cette fois un problème direct pour lequel la cible Λ_l est connue.

L'équation (1) est discrétisée toujours suivant la même grille de maillage. L'inconnue étant cette fois le champ de pression diffracté. La solution de ce problème direct est obtenue par une méthode de collocation aux n^2 points de maillage.

(5) se ramène alors à un système linéaire dont la solution au sens des moindres carrés est là encore obtenue via une SVD associée à une régularisation de Tikhonov.

Inversion de données synthétiques

Nous avons d'abord évalué les performances de l'algorithme d'inversion sur des données numériques. Les données ont été synthétisées par une méthode d'équations intégrales de frontière (BEM). La cible choisie correspond à celle de l'étude expérimentale (Figure 3). Il s'agit d'une coque fluide homogène isotrope ($c_1(\vec{X}) = 2750 \text{ m/s}$, $\rho_1 = 1150 \text{ kg/m}^3$) immergée dans de l'eau ($c_0(\vec{X}) = 1480 \text{ m/s}$, $\rho_0 = 1000 \text{ kg/m}^3$). La source et le récepteur sont positionnés à 15 cm du centre 0. Les données sont simulées pour une source se déplaçant autour de l'objet par pas de 5° . Pour chaque position de source, le récepteur se déplace également autour de l'objet par pas de 10° . D'autre part, nous travaillons à 5 fréquences : 80 kHz , 150 kHz , 300 kHz , 750 kHz et 1 MHz . La fréquence initiale de travail a été choisie afin que la solution de Born au premier ordre ne présente pas d'artéfacts trop importants. Des études [5] ont montré que si le déphasage engendré par la présence de la cible est supérieur à π , les reconstructions présentent d'importants artéfacts. Nous avons donc choisi une fréquence initiale telle $f < \frac{c_0 c_1}{2d|c_1 - c_0|} \sim 100 \text{ kHz}$ (où d est la plus grande dimension de la cible). D'autre part, afin d'obtenir une résolution suffisante, nous travaillons jusqu'à une fréquence de 1 MHz . Le résultat des inversions est présenté sur la Figure 4. La solution initiale est fournie par l'approximation de Born au premier ordre. Pour chaque fréquence, la solution initiale est le résultat des itérations à la fréquence précédente. Nous notons que les résultats sont satisfaisants, tant sur le plan qualitatif (forme, dimensions, localisation), que quantitatif (célérité). Cependant, la qualité des images obtenues est fortement liée au paramètre de régularisation du processus d'inversion. Une étude plus précise quant aux critères du choix de ce paramètre [12][13] est en cours.

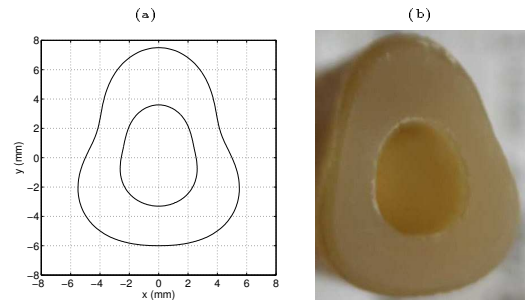


Figure 3: Cible choisie : (a) pour l'étude numérique, (b) pour l'étude expérimentale.

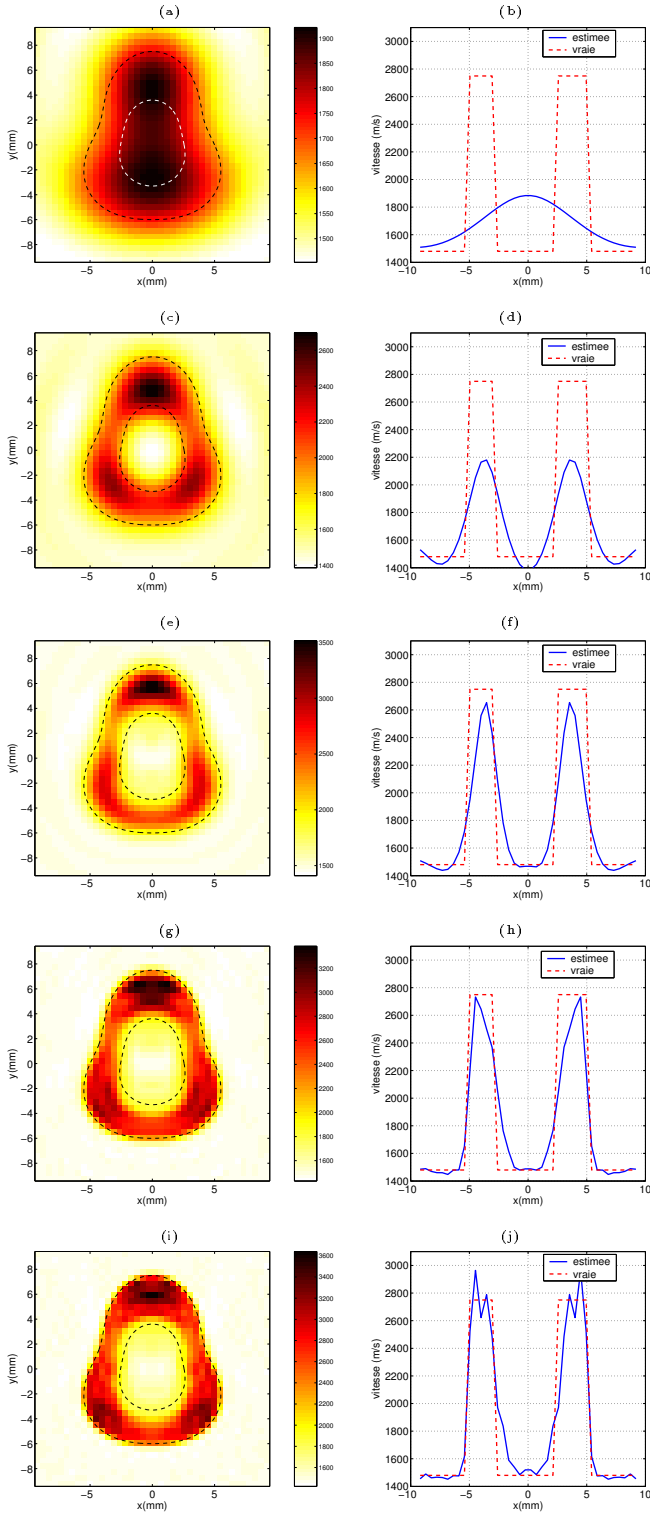


Figure 4: Résultats de l'inversion de données synthétiques. (a)(b) : 24 itérations à 80 kHz, (c)(d) : 8 itérations à 150 kHz, (e)(f) : 8 itérations à 300 kHz, (g)(h) : 8 itérations à 750 kHz, (i)(j) : 8 itérations à 1 MHz

Etude expérimentale

Description du dispositif expérimental

Une étude expérimentale a été menée au laboratoire. Le scanner à ultrasons utilisé est représenté sur la Figure 5. L'émission est assurée par un générateur d'impulsions

Panametric. Les transducteurs utilisés sont des transducteurs piézocomposites large bande (~ 100 kHz à -3 dB) de fréquence centrale 250 kHz. Un exemple de signal émis est donné sur la Figure 6. L'émetteur se déplace autour de la cible par pas de 5° . Pour des raisons d'encombrement, le récepteur ne peut se rapprocher à plus de 40° du récepteur (Figure 7). L'émetteur et le récepteur se déplacent sur un cercle de $17,5$ cm de rayon centré sur le centre de rotation du scanner. L'objet est un fantôme d'os en résine dont les caractéristiques acoustiques sont telles que : $2700\text{m/s} < c_1 < 2800\text{m/s}$ et $1100\text{kg/m}^3 < \rho_1 < 1200\text{kg/m}^3$. Cette cible est immergée dans l'eau ($c_0(\vec{X}) = 1480\text{m/s}$, $\rho_0 = 1000\text{kg/m}^3$).

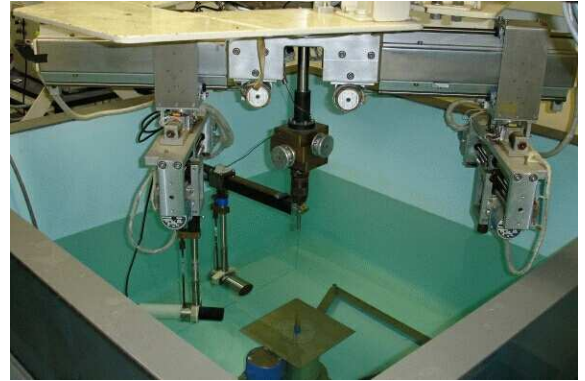


Figure 5: Scanner à ultrasons utilisé

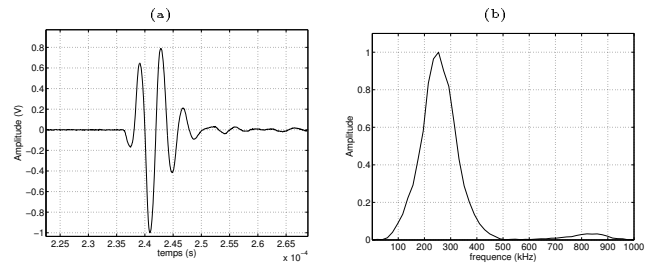


Figure 6: Exemple de signal émis : (a) signal temporel, (b) spectre

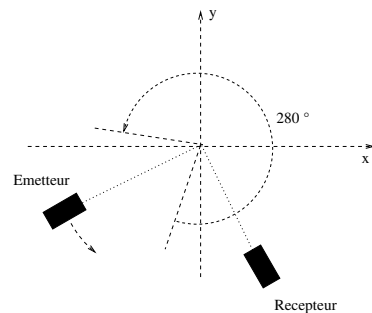


Figure 7: Configuration des acquisitions

Résultats des inversions

Compte tenu des transducteurs utilisés, les données ne sont disponibles que dans la bande $[150\text{kHz}, 300\text{kHz}]$. A priori, nous ne disposons donc pas de données à suffisamment basse fréquence, ce qui peut engendrer des artefacts

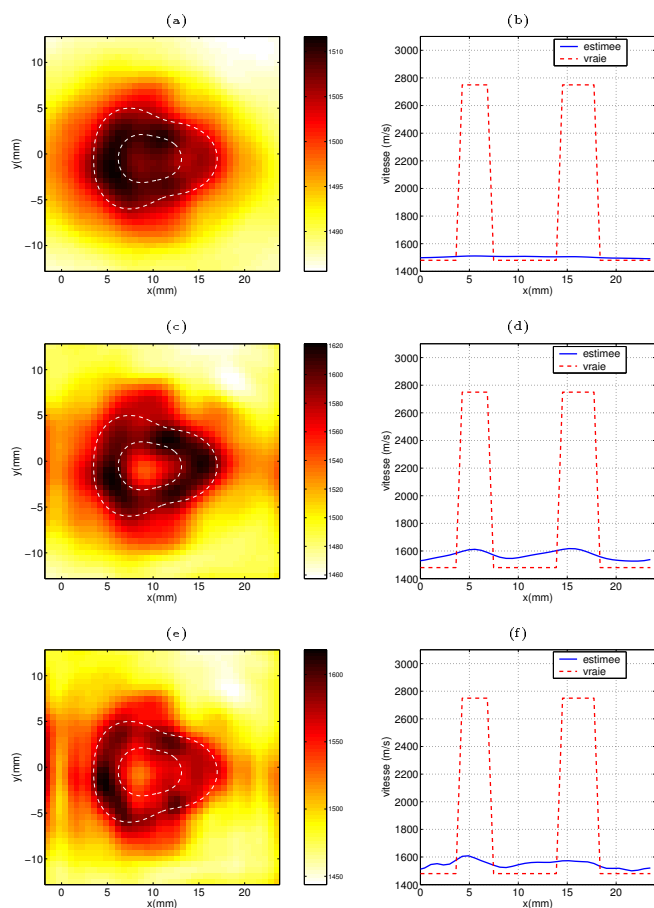


Figure 8: Résultats de l'inversion de données expérimentales. (a)(b) : solution de Born au premier ordre à 180 kHz, (c)(d) : 4 itérations à 180 kHz, (e)(f) : 4 itérations à 250 kHz

importants. Cependant si on considère que la cible est une coque et non pas un cylindre “plein”, la différence de phase engendrée par la cible est inférieure à π pour $f < 250\text{kHz}$. Pour l'inversion, nous utilisons les données à deux fréquences : 180kHz et 250kHz (les données fréquentielles sont obtenues via une transformée de Fourier des données temporelles enregistrées). Les résultats de l'inversion sont présentés sur la Figure 8. La qualité des reconstructions est moins bonne que dans le cas de données numériques, aussi bien en ce qui concerne la forme de la cible que le contraste de célérité. Nous notons toutefois que le résultat de l'inversion de Born au premier ordre est satisfaisant. Il fournit une solution initiale convenable pour les itérations suivantes. Cependant cette campagne expérimentale ne nous a pas permis d'obtenir de résultats quantitatifs satisfaisants. En ce qui concerne la faible résolution des images, cela s'explique par le fait que nous travaillons à trop basses fréquences par rapport aux dimensions de la cible.

Conclusion et perspectives

Dans ce travail nous nous sommes intéressés à une méthode de Born itératif distordue appliquée à l'imagerie ultrasonore d'objets à forts contrastes. Les résultats obtenus sur des données synthétiques sont encourageants et permettent d'espérer accéder, non seulement à la forme

et aux dimensions, mais également à la célérité du son dans l'objet. L'étude expérimentale qui a été menée n'a pas permis, pour l'instant, de confirmer ces résultats. Une nouvelle campagne de mesures va être entreprise, pour une gamme de fréquences plus étendue (transducteurs à 100 kHz, 500 kHz et 1 MHz).

References

- [1] R. Guillermin, P. Lasaygues, J.P. Sessarego and A. Wirgin : Inversion of synthetic and experimental acoustical scattering data for the comparison of two reconstruction methods employing the Born approximation, *Ultrasonics* **39**, 121-131, 2001
- [2] W. C. Chew, *Waves and fields in Inhomogeneous Media*, IEEE PRESS, New York, 1995
- [3] O.S. Haddadin and E. S. Ebbini : Multiple frequency distorted Born iterative method for tomographic imaging, *Acoustical Imaging* **23**, Plenum Press, 1997
- [4] O.S. Haddadin and E. S. Ebbini : Imaging strongly scattering media using a multiple frequency distorted Born iterative method, *IEEE transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, **45**, 1485-1496, 1998
- [5] O.S. Haddadin : *Ultrasound inverse scattering for tomographic imaging and self-focusing arrays*, PhD Thesis, University of Michigan, 1998
- [6] A. G. Tijhuis, K. belkebir, A. C. S. Litman and B. P. de Hon : Theoretical and Computational Aspects of 2-D Inverse Profiling, *IEEE Transactions on geoscience and remote sensing*, **39** 6, 1316-1330, 2001
- [7] K. Belkebir and M. Saillard : Special section : Testing inversion algorithms against experimental data, *Inverse Problems* **17**, 1565-1571, 2001
- [8] A. G. Tijhuis, K. belkebir, A. C. S. Litman and B. P. de Hon : Multiple-frequency distorted-wave Born approach to 2D inverse profiling, *Inverse Problems* **17**, 1635-1644, 2001
- [9] C. Lu, J. Lin, W. Chew and G. Otto : Image reconstruction with acoustic measurement using distorted Born iteration method, *Ultrasonic Imaging* **18** 2, 140-156, 1996
- [10] A.N. Tikhonov and A. Arsénine : *Méthodes de résolution de problèmes mal posés*, Mir, Moscou, 1976
- [11] P.C. Hansen, *REGULARIZATION TOOLS : A Matlab package for analysis and solution of discrete ill-posed problems*, *Numerical Algorithms* **6**, 1-35, 1994
- [12] P.C. Hansen, *Numerical tools for analysis and solution of Fredholm integral equations of the first kind.*, *Inverse Problems* **8**, 849-872, 1992
- [13] P.C. Hansen : Analysis of discrete ill-posed problems by mean of the L-curve, *SIAM Rev.* **34**, 561-580, 1992