

Milieux granulaires: Simulations numériques et expérimentations en cuve acoustique

Yves Le Gonidec, Ginette Saracco

▶ **To cite this version:**

Yves Le Gonidec, Ginette Saracco. Milieux granulaires: Simulations numériques et expérimentations en cuve acoustique. Vème Journées d'Acoustique Sous-Marine, 30//11/200- 1/12/2000, Brest, France, IFREMER Centre de Brest, G2RA, Nov 2000, Brest, France. pp.07.2. hal-03860967

HAL Id: hal-03860967
https://hal.science/hal-03860967

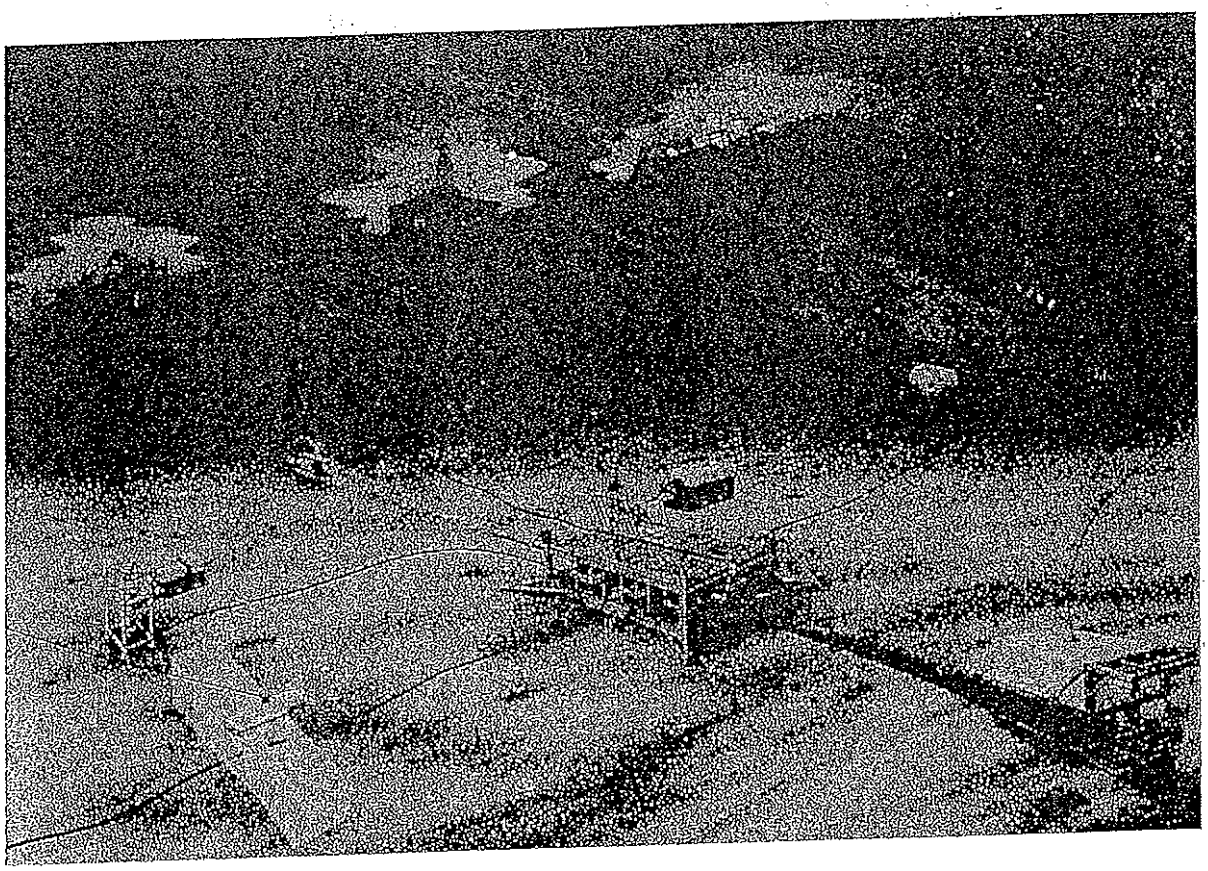
Submitted on 9 Dec 2022

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.

ACOUSTIQUE SOUS-MARINE

5èmes journées



copyright : Seatronics Ltd http://www.seatronics-group.com/
info@seatronics-group.com http://www.scantron.ltd.uk/

Textes des communications

30 novembre - 1er décembre 2000
Centre de congrès Le Quartz - Brest

ORGANISATION
Ifremer - Centre de Brest
G2RA
Centre de Congrès - Le Quartz

SEA TECH WEEK BREST 2000

G2RA

Ifremer

Milieux granulaires : simulations numériques et expériences en cuve acoustique

Y. Le Gonidec, G. Saracco
Université de Rennes 1

Milieux granulaires : simulations numériques et expériences et cuve acoustique

Yves Le Gonide &, Ginette. Saracco

Géosciences Rennes, Université de Rennes I, 35042 Rennes

Résumé

. Nous nous intéressons au champ transmis ou réfracté par un milieu granulaire. où longueur d'onde λ et taille des hétérogénéités sont du même ordre de grandeur . Dans ce cas, le régime de l'onde n'est plus propagatif mais devient diffusif, avec présence de multiple scattering. Expérimentalement, si nous mesurons en plusieurs points le champ résultant, l'onde « voit » un milieu organisé différemment. Cependant, une information commune à toutes les mesures doit pourtant exister car le milieu étudié est globalement le même. Des expériences acoustiques sur des milieux dilués (grains insérés dans du gel) sont donc réalisées, conjointement à une modélisation numérique basée sur la théorie de Mie (à l'échelle locale du grain). L'analyse du champ réfracté par les différentes hétérogénéités se fait par extraction des lois de modulation *via* la transformée en ondelettes. L'analyse fait ressortir des paramètres caractéristiques qui nous permettent en jouant sur le rapport λ, libre parcours moyen l de tendre vers une un modèle valable pour les milieux denses. Des expériences sont réalisées en réflexion sur du sable. Les résultats numériques correspondant sont alors validés.

Abstract

We are interested in transmitted or refracted field by a granular medium, where the wavelenght and the size of the heterogeneities are quasi equal. In this case, the wave regime is no more a propagation but becomes a diffusion, with multiple scattering. Experimentally, if we measure on several points the field, the wave « sees » a medium differently organised. Nevertheless, a common information for all the measures should exist since the studied medium is globally the same. Acoustic experiments upon diluted media (grains suspended in frost) are then realised, and so is a numerical model, based on the Mie theory (at the local scale of the scale). The analysis of the refracted field by the heterogeneities is done by extraction of modulation laws *via* the wavelet transform. This analysis brings out characteristical parameters that permit, gambling on λ / mean free path , to tend toward a model for compacted media. Experiments are realised in reflection upon sand. The numerical results are then validated.

Introduction

Lorsque l'on sonde un milieu hétérogène à l'aide d'ondes acoustiques très basses fréquences, dont les longueurs d'onde sont beaucoup plus grandes que la taille des hétérogénéités, l'information sur la granulométrie est perdue : l'onde perçoit le milieu comme un milieu homogène équivalent. Pour des longueurs d'onde proches de la taille des hétérogénéités, le régime de l'onde n'est plus propagatif mais devient diffusif, avec présence de multiple scattering. Pour des fréquences plus élevées, la diffusion devient totale. Nous nous intéressons au second cas.

Beaucoup de travaux ont été menés sur les milieux denses, notamment par des approches basées sur l'optique, la physique des milieux granulaires en acoustique ou encore la géophysique de prospection radar. De nombreux paramètres physiques entrent en jeu : le contact mécanique entre les grains, les vibrations ou encore l'atténuation intrinsèque, la diffusion multiple, etc... [1][2][3] Une approche théorique expliquant exactement le comportement des milieux denses présente alors une extrême complexité. C'est pourquoi, afin d'étudier de tels milieux, des approximations doivent être faites. Nous nous plaçons dans l'approximation asymptotique hautes fréquences (approximation de Born) : nous nous intéressons à l'influence de la densité du milieu, liée au libre parcours moyen, sur le champ rétrodiffusé. Pour cela, l'approche choisie ici est à la fois expérimentale et numérique : elle est réalisée par l'approximation des milieux dilués où des lois de modulation d'amplitude et de fréquence sont déterminées par transformées en ondelettes continues. Le modèle numérique est développé pour le cas de milieux dilués et sa validité est testée pour des densités différentes jusqu'à tendre vers un milieu dense.

La première partie concerne les milieux dilués. Des expériences acoustiques réalisées sur des grains de sable en suspension dans du gel (mêmes caractéristiques que l'eau) ainsi que le modèle numérique associé sont présentés Nous présentons en seconde partie la méthode d'analyse sur laquelle reposera l'étude des signaux expérimentaux et numériques. Enfin, dans la troisième partie, un cas limite de validité du modèle est appliquée puis confrontée aux signaux obtenus par réflexion sur un échantillon de sable dense.

1. Les milieux dilués :

1.1 Milieux dilué s réels : expériences en cuve acoustique

Afin de mener des expériences sur des milieux dilués, des grains de sable sont suspendus dans du gel. L'intérêt de ce gel, élaboré à base de poudre Agar-Agar [4], est d'avoir une densité et célérité proche de celle de l'eau, ce que des expériences faites au préalable ont vérifiés. Les grains de sable sont disposés aléatoirement par couches successives et sont suffisamment éloignés les uns des autres pour être placés en condition de champ lointain : les distances inter-grains sont de l'ordre de quelques grains. L'ensemble est plongé dans une cuve acoustique de 5 m^3 , comme l'illustre la photographie suivante (Fig 1).

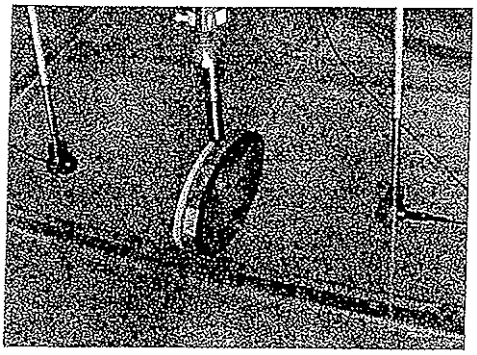


Fig 1 : Dispositif expérimental

De part et d'autre du milieu granulaire est placé un transducteur piézo-électrique (Fig 1) dont le faisceau acoustique est directif : le diamètre de la tâche focale est approximativement de 5 cm à la distance de 20 cm. Les deux transducteurs sont insérés dans une chaîne de mesure complète d'acquisition. Afin de pouvoir mettre en évidence l'influence du milieu granulaire sur l'onde transmise, un premier tir est effectué à vide, c'est à dire sans le milieu. C'est ce signal qui sera considéré comme le vrai signal source dans la suite de l'étude. Plusieurs configurations expérimentales sont réalisées pour plusieurs rapports longueur d'onde λ /d (d :diamètre moyen du grain) Pour cela, deux milieux granulaires sont réalisés, insonnés à des fréquences de 250 kHz à 1 MHz, seuls les résultats à fréquences centrales sont présentées, comme le résume le tableau suivant (Tableau 1):

Granulométrie moyenne (mm)	Longueur d'onde (mm) / Fréquence (kHz)
Petite : $d \approx 1-1.5mm$	$\lambda \approx 1.5mm$ / f=1000 kHz
Grande : $d \approx 3-5mm$	$\lambda \approx 6mm$ / f=250 kHz

Tableau 1 : résumé des conditions expérimentales

Il est ainsi possible de mesuré le signal temporel transmis à travers le milieu en fonction de la longueur d'onde et du diamètre des grains. Pour les deux fréquences mentionnées plus haut, les signaux sont obtenus par transmission à travers l'eau dans le premier cas, définissant ainsi une référence, puis à travers un milieu granulaire de petits grains $d \approx 1mm$ puis à travers à milieu granulaire de gros grains $d \approx 5mm$. Les résultats expérimentaux sont illustrés par la représentation en figure 4a d'un des signaux enregistrés.

1.2 Cas synthétique : modèle numérique associé

1.2.1 Présentation du modèle

Il s'agit de modéliser le champ transmis à travers un milieu granulaire. Des simulations numériques ont déjà été menées sur les ondes acoustiques en milieu hétérogène : elles utilisent la méthode de Monte Carlo [5] (régime purement diffusif), ou encore la méthode des différences finies (régime purement propagatif). La méthode développée ici est basée sur la théorie de Mie à l'échelle locale du grain, en prenant en compte l'absorption géométrique et l'atténuation intrinsèque. et une propagation aléatoire entre chaque grain. Le modèle 2-D des expériences en milieu dilué est basée sur plusieurs hypothèses :

- le milieu est constitué de grains de sable répartis aléatoirement en une succession de strates superposées ;

- le grain de sable est assimilé à une sphère indépendante des sphères environnantes et les réflexions multiples sont négligées ;

- la propagation est supposée être un trajet aléatoire constitué d'une succession de collisions avec les grains.

Il est à noter que l'approximation des grains de sable à des sphères est basée sur le fait qu'aux fréquences utilisées, les irrégularités de surface des grains peuvent être négligées.

Principe du modèle : le milieu dilué est à définir par la densité et le diamètre d des grains le constituant. Après avoir fixé la fréquence λ de l'onde incidente, une particule est émise dans le milieu. Si un grain se trouve sur sa trajectoire, elle est déviée d'un angle aléatoire respectant une certaine distribution de probabilité. L'amplitude énergétique de la particule décroît au cours de la propagation (atténuation, absorption). Cette étape est répétée pour un grand nombre de particules réparties sur la surface du capteur dont le diamètre est un des paramètres de la simulation. L'énergie initiale de chaque particule suit une loi gaussienne sur la surface du capteur. Parmi les nombreux résultats qu'il est possible d'obtenir (volume visité par l'onde dans le milieu, distribution de l'énergie en sortie de milieu, ...), les résultats temporels des particules reçues en transmission sur une zone déterminée constituent le sujet d'analyse.

Au niveau du champ diffusé par le grain, la simulation numérique est basée sur la théorie de Mie. Il s'agit d'une théorie où un front d'onde plan monochromatique est incident sur une sphère élastique, comme représenté par la figure suivante (Fig 2).

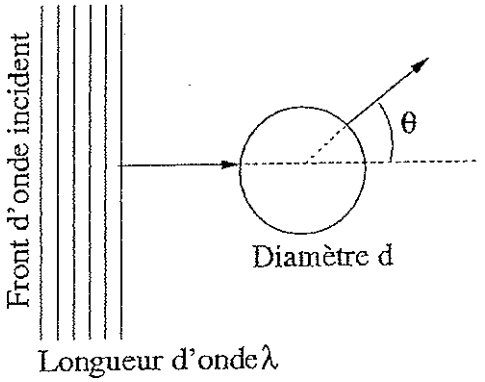


Fig 2 : Théorie de Mie

L'amplitude de diffusion acoustique du front incident de longueur d'onde λ par la sphère de dimension d constitue la fonction de forme $F(r,k,\theta)$ de cette sphère pleine [6]. Le potentiel diffusé correspondant est donné par l'expression suivante :

$$P_d(r,k,\theta) = P_0 \frac{d}{4r} F(r,k,\theta) e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \qquad (1)$$

où r est le point d'observation, k le nombre d'onde et ω la fréquence angulaire. La fonction de forme représente la distribution du champ acoustique, où intervient le rapport λ/d. Dans la simulation numérique, $F(\theta)$ est utilisée comme une distribution normalisée de probabilité de l'onde pour « sortir » de la sphère avec l'angle de redirection θ (Fig 3a). Ainsi, le cas λ=1000kHz et d=5 *mm* illustré par la figure suivante (Fig 3b) indique qu'une particule arrivant sur une sphère a une probabilité plus grande de poursuivre son chemin sans déviation (forward-scattering) que d'être réfléchie (back-scattering).

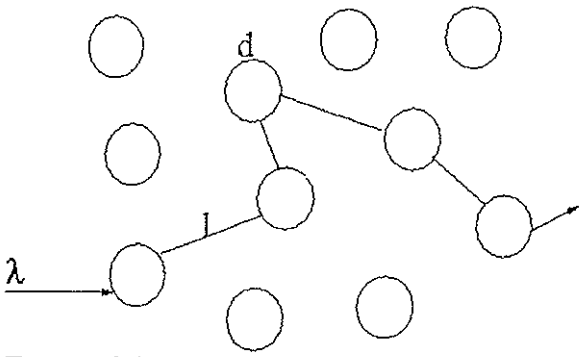


Fig 3a : Marche aléatoire d'une particule.

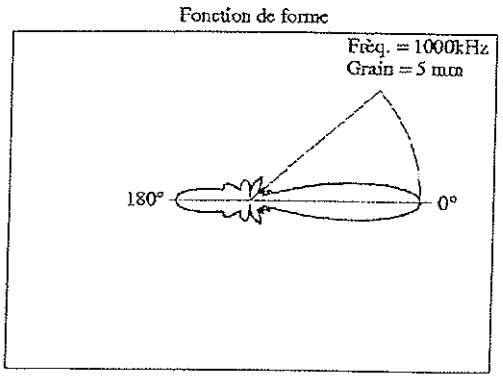


Fig 3b :Fonction de forme.

Afin de faire intervenir l'atténuation intrinsèque au grain, un facteur multiplicatif est introduit et l'énergie A de la particule après le choc est reliée à l'énergie A_0 avant le choc par l'équation (2) :

$$A = A_0 10^{-\frac{\alpha a}{20}} \qquad (2)$$

où a est le rayon du grain et α le facteur d'atténuation en dB/m lié à la nature du grain. De plus, l'amplitude de la particule change de signe à chaque choc. Une atténuation géométrique en $1/r$ de l'énergie permet de prendre en compte l'expansion géométrique du front d'onde, répartissant l'énergie sur une surface croissante. Une zone d'enregistrement, simulant la présence d'un capteur en transmission, comptabilise l'ensemble des particules lui arrivant. Le résultat (3) de l'émission de N particules dans un milieu granulaire dilué est donc une succession de Dirac d'amplitudes et de pas temporels variables :

$$S(t) = \sum_{i=1}^{N} A_i \delta(t - t_i) \qquad (3)$$

Une fenêtre temporelle, dans laquelle les amplitudes contenues sont sommées de manière à avoir une unique amplitude U_i, est déplacée sur le signal $S(t)$ par pas égaux à sa durée T : ceci fixe la fréquence d'échantillonnage du signal (prise identique à celle utilisée pendant les expériences) :

$$s(t) = \sum_{i=1}^{n} U_i \delta(t - iT) \qquad (4)$$

Le nouveau peigne de Dirac (16) ainsi obtenu est échantillonné correctement. Il s'agit en fait de la fonction de Green du milieu, dans la mesure où il correspond à la réponse à un Dirac. Afin d'avoir un résultat temporel lié à une source particulière, il faut convoluer le signal obtenu par le signal source, d'où :

$$R(t) = Source * \sum_{i=1}^{N} U_i \delta(t - iT) \quad (5)$$

Comme dans le cas expérimental, il est ainsi possible de mesuré le signal temporel transmis à travers le milieu en fonction de la longueur d'onde et du diamètre des grains. Le signal source est le signal expérimental obtenu en transmission en absence de milieu granulaire.

1.2.2 Paramétrage de ce modèle

Afin de se rapprocher au mieux des conditions expérimentales, les paramètres de la simulation numérique sont bien définis :

- diamètre des capteurs : 4 cm ;

- largeur et hauteur du milieu : 25 cm et 4 cm ;
- fréquence centrale du signal source : f = 250 kHz ;
- vitesse de propagation dans la matrice : 1500 m/s ;
- vitesse de propagation dans le grain : 4000 m/s
- taille des grains et libre parcours moyen :
  d = 1 mm et l = 5 à 10 à fois d;
  d = 5 mm et l = 1 à 5 fois d;
- facteur d'atténuation intrinsèque du grain [4] : $\alpha = 0.1$ dB/m;
- nombre de particules émises : N = 100000 ;

Pour ce type de paramétrage, le temps de calcul est approximativement de 1 mn. L'approche étant statistique, le nombre de particules émises doit être suffisant. C'est la particule qui suit le chemin le plus long qui impose la durée du signal mesuré en transmission : cette durée est de l'ordre de 300 µs, ce qui correspond aux cas expérimentaux. Le signal source mentionné par l'équation (5) est le résultat expérimental correspondant à l'absence de milieu granulaire dans la chaîne d'émission-réception : de cette manière, on utilise le vrai signal expérimental de référence qui tient compte de l'ensemble de la chaîne instrumentale. Les résultats numériques sont représentés en figure 4 (Fig 4a et Fig 4b). Leurs amplitudes très élevées viennent du fait qu'elles correspondent à des accumulations d'un très grand nombre de particules.

1.3 Comparaison expérience - numérique

Afin de valider de manière qualitative le modèle numérique développé, il faut comparer le signal obtenu expérimentalement (Fig 4a) avec le signal synthétique associé. La simulation numérique conduit à des résultats cohérents (Fig 4b) : le signal obtenu se rapproche du cas expérimental. D'autres comparaisons sur d'autres signaux ont vérifié que le modèle respectait cette similitude. Cette observation n'est certes que qualitative mais seul le comportement du signal simulé doit être correct vis à vis des différentes conditions expérimentales, dans la mesure où le modèle doit prévoir le comportement du champ transmis pour une situation déterminée, ce qui est constaté.

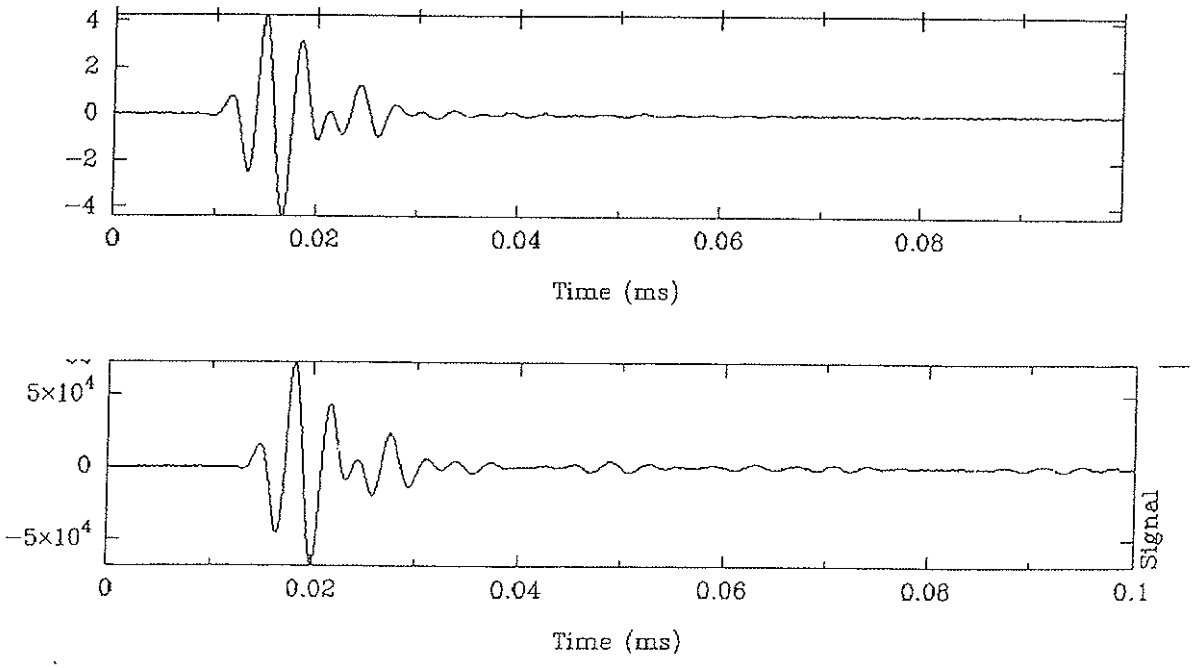


Fig 4 : Signaux temporels : en haut : (a) experimental,, en bas : (b) synthétique.

2. Présentation et application de la méthode d'analyse

2.1 Transformée en ondelettes continues et lois de modulation

L'analyse de signaux par transformée en ondelettes continues peut se faire sous deux approches différentes. La première consiste à étudier un signal à l'aide d'ondelettes réelles telles que chirp, dérivées énièmes de gaussienne (Ricker, Chapeau Mexicain, ...), etc. : la transformée en ondelettes résultante est réelle. Il est alors possible de porter l'étude sur l'amplitude des coefficients d'ondelettes, et plus particulièrement sur les lignes d'extrêma du module : ce qui permet d'identifier des discontinuités dans le signal. La seconde approche, celle que nous utilisons ici, fait intervenir des ondelettes complexes, de type Morlet (Gaussienne modulée) dont l'expression analytique est :

$$M(t) = e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} e^{i\omega_0 t} \qquad (6)$$

La transformée en ondelettes est alors complexe et présente un module et une phase. Dans cette approche, il est possible d'extraire à partir des arêtes de la phase, des lois de modulation de fréquences et d'amplitude de signal analysé. L'intégrale est approchée à l'aide d'une approximation de type phase stationnaire [9], valable pour des fonctions de variables réelles, et sa particularité réside dans la condition d'asymptotisme du signal devant l'ondelette analysante.

Un signal de la forme $S(t) = A(t)e^{i\phi(t)}$ est un signal asymptotique si sa phase varie plus rapidement que son amplitude. Cette approximation asymptotique s'exprime par :

$$\left|\frac{d}{dt}\phi(t)\right| >> \left|\frac{1}{A}\frac{d}{dt}A(t)\right| \qquad (7)$$

Pour un tel signal, il est possible d'approcher sous forme d'une série asymptotique une intégrale de forme générale :

$$\psi(\beta) = \int_{\sigma} A(t)e^{\beta i\phi(t)}dt\,,\ \beta>>1,\ \beta \in \Re \qquad (8)$$

où A et ϕ sont respectivement l'amplitude et la phase du signal. Cette intégrale oscillante peut être déterminée non plus sur tout le chemin d'intégration mais au voisinage des points stationnaires. Ce nouveau contour est ainsi constitué de lignes d'extrêma sur lesquelles l'exponentielle décroît rapidement et où sa phase est constante.

Considérons l'ondelette analysante $g(t) = A_g(t)e^{i\phi_g(t)}$, le signal asymptotique à analyser $s(t) = A_s(t)\cos(\phi_s(t))$ dont le signal analytique est $s_a(t) = A_s(t)e^{i\phi_s(t)}$. L'expression de la transformée en ondelettes s'écrit donc sous la forme :

$$S(b,a) = a^{-\alpha}\int A_s(t)A_g(\frac{t-b}{a})e^{i(\phi_s(t)-\phi_g(\frac{t-b}{a}))}dt \qquad (9)$$

Par analogie avec la forme générale (8), la condition d'asymptotisme associée s'exprime par :

$$\left|\frac{d}{dt}(\phi_s(t)+\phi_g(\frac{t-b}{a})\right| >> \left|\frac{1}{A_sA_g}\frac{d}{dt}(A_s(t)A_g(t))\right| \qquad (10)$$

Cette condition peut se ramener à une condition suffisante d'asymptotisme du signal devant l'ondelette qui revient à s'écrire :

$$\left|\frac{d}{dt}A_g(t)\right| >> \left|\frac{d}{dt}A_s(t)\right| \qquad (11)$$

signifiant que les variations de $A_s(t)$ sont plus lentes que celles de $A_g(\frac{t-b}{a})$. Le critère de stationnarité de la phase au point $\tau(a)$ est donné suivant (6) par :

$$\left[\frac{d\phi_s(t)}{dt}\right]_{t=\tau(a)} = \frac{\omega_0}{a} \qquad (12)$$

ce qui conduit à écrire la transformée en ondelettes sous la forme :

$$S(b,a) \approx a^{-\alpha} A_s(\tau(a)) \int A_g(\frac{t-b}{a}) e^{i(\phi_s(t)-\omega_0(\frac{t-b}{a}))} dt + reste \qquad (13)$$

Autour du point stationnaire, cette expression est équivalente [8][9] à :

$$S(\tau(a),a) = M(\tau(a),a) e^{i\phi_T(\tau(a),a)} \qquad (14)$$

avec $$M(\tau(a),a) = a^{-\alpha} e^{-\frac{\pi}{4} sign[\phi''(\tau(a))]} \sqrt{\frac{2\pi}{|\phi''(\tau(a))|}} A_s(\tau(a)) \qquad (15)$$

et $$\phi_T(\tau(a),a) = \phi_s(t) - \omega_0(\frac{t-\tau(a)}{a}) \qquad (16)$$

Par conséquent, sur l'arête, c'est à dire sur la trajectoire des points singuliers $\tau(a)$:

- la transformée en ondelettes suit une évolution particulière définie par $S(\tau(a),a) = Cste.s(t)$,
- la phase $\phi_T(t)$ vérifie $$\left[\frac{\partial\phi_T(b)}{db}\right]_{b=\tau(a)} = \frac{\omega_0}{a} \qquad (17),$$
- et le module $M(b,a)$ est maximum en $b = \tau(a)$.

Nous voyons donc que l'extraction de l'arête sur la phase (17) de la transformée en ondelettes donne les lois de modulation en fréquences du signal, tandis que l'extraction du module le long de cette arête donne les lois de modulation d'amplitudes et énergétique du signal.

2.2 Application aux résultats numériques ou expérimentaux

Il a été montré que les signaux numériques étaient cohérents avec l'expérience. Appliquer la précédente méthode aux uns ou aux autres donne donc des résultats similaires. Nous avons choisi de l'appliquer aux cas réels et d'utiliser le modèle numérique pour le passage au milieu dense.

L'arête sur la phase et la représentation du module font ressortir la présence d'informations, non visibles sur les signaux temporels. La figure suivante (Fig 5) représente l'arête sur la phase de la transformée en ondelettes, le module de cette transformée et le signal temporel sur lequel porte l'étude.

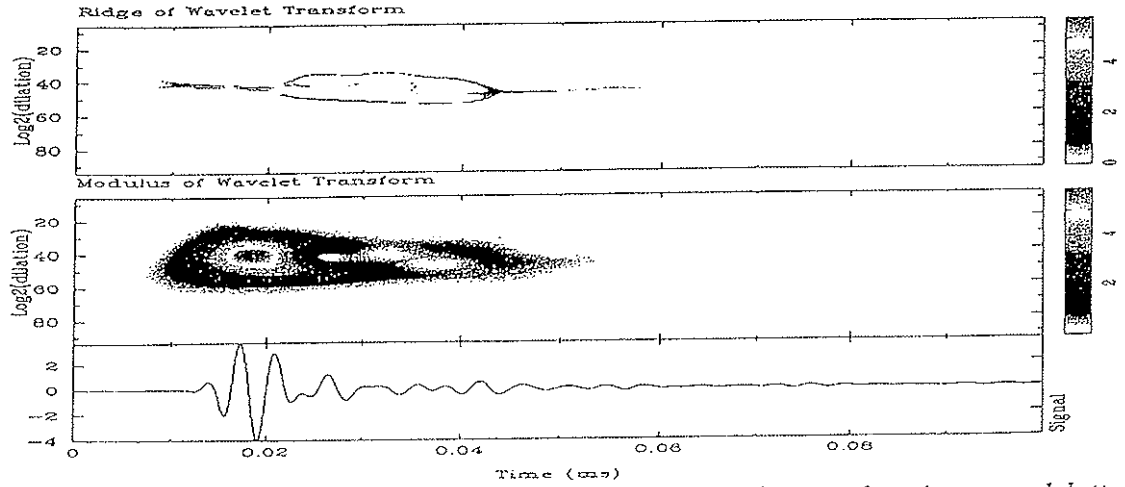


Fig 5 : Arête sur la phase (haut) et Module (milieu) de la transformée en ondelettes d'un signal expérimenta (bas)l.

Il est ainsi possible de mettre en évidence que le signal transmis à travers le petit sable se différencie peu du signal de référence alors que le gros sable provoque l'apparition d'une coda : cette observation qualitative peut se quantifier en traçant la loi de modulation d'amplitude pour les différents cas de figures à considérer. On obtient ainsi les courbes suivantes (Fig 6) :

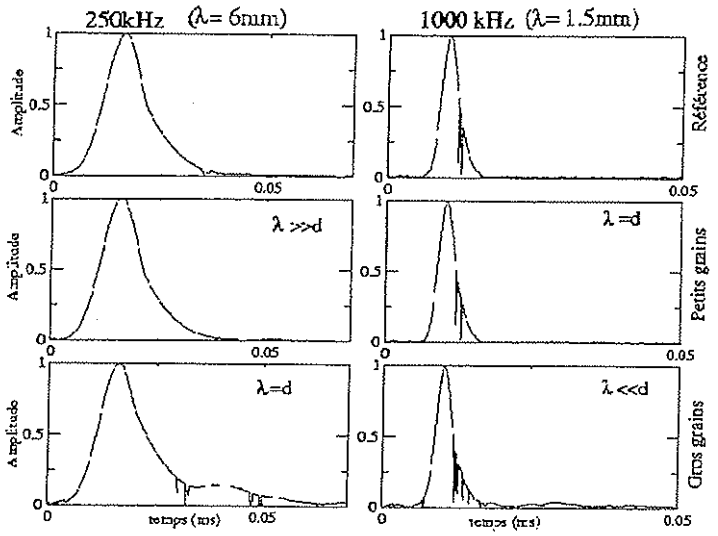


Fig 6 : Lois de modulation d'amplitude

Lorsque le rapport λ/d est grand, la loi de modulation d'amplitude ne subit pas de déformation. Le pic d'amplitude correspond au « paquet » de l'onde balistique : il s'agit de la partie du signal qui s'est propagée à travers le milieu sans subir de perturbations autres que de l'absorption. Dans ce cas, l'onde se propage dans le milieu granulaire comme dans un milieu homogène équivalent. Lorsque le rapport λ/d est faible, la loi de modulation d'amplitude est perturbée : l'onde balistique est suivie de quelques oscillations, indicatrices d'une coda provoquée par la diffraction de l'onde à son passage à travers le milieu granulaire. La coda représente un « retard énergétique » de l'onde qui a suivi un chemin complexe dans le milieu hétérogène. Lorsque le rapport λ/d devient proche de 1, deux comportements peuvent être adoptés. Le cas basse fréquence indique la présence d'une coda, alors que le cas haute fréquence n'a pas subi de perturbations : bien qu'aux rapports λ/d proches de 1 il y ait diffraction au niveau d'un grain, le signal transmis peut paraître inchangé. Il faut en effet prendre en compte un troisième paramètre : le libre parcours moyen l. Il s'agit de la distance moyenne entre chaque grain. C'est pourquoi, dans le cas de λ voisine de d il y a apparition d'une coda aux basses fréquences et non aux hautes : si λ très petite devant le libre parcours moyen l, il y diffraction au niveau de chaque grain mais les ondes ainsi diffractées sont trop rapidement atténuées pour traverser le milieu granulaire, d'où l'absence de coda..

Cette analyse met en évidence l'importance du libre parcours moyen l (et donc la densité) sur le champ transmis : ce paramètre est alors à considérer avec la longueur d'onde λ et le diamètre d des grains. Il s'agit à présent de tester leurs effets respectifs sur la propagation du signal dans un milieu granulaire : pour cela, il faut pouvoir les contrôler séparément, d'où la nécessité du modèle numérique correspondant. D'autre part, augmenter progressivement la densité du milieu devrait permettre la détermination du domaine de validité d'un tel modèle. Cette approche n'est cependant pas développée ici.

Nous venons de porter l'étude sur des milieux dilués et nous allons à présent illustré directement le cas extrême du champ d'onde réfléchi par un milieu dense.

Conclusion

Des transformées en ondelettes réalisées sur les signaux expérimentaux ont été extraites des lois de modulation d'amplitude. Ceci a permis de mettre en évidence le rôle du paramètre « libre parcours moyen » sur l'apparition de coda dans les signaux transmis. Les lois de modulation de fréquences n'ont pas été exploitées ici. Le modèle numérique associé aux expériences a fournit des informations cohérentes concernant l'influence du rapport longueur d'onde, taille du grain et libre parcours moyen. D'autre part, la simulation numérique est développée en 2-D et la fonction de forme est la même pour tous les grains. Afin d'enrichir ce modèle en se rapprochant d'avantage des cas expérimentaux, il faudrait considérer simultanément des grains de tailles différentes (et donc de fonctions de forme différentes), ajouter une troisième dimension, ... Cette première application du modèle est cependant satisfaisante dans la mesure où celui-ci fournit des informations cohérentes avec le cas réel des milieux dilués. L'analyse de l'information portée par la coda peut se faire *via* la paramétrisation contrôlée du modèle numérique. Mais cette analyse peut devenir erronée lorsque la concentration du milieu en grains ne respecte plus l'hypothèse initiale de champ lointain. Par conséquent, en ce qui concerne les milieux denses, il faudrait tester plus finement la validité du modèle en jouant progressivement sur les paramètres de densité et de granulométrie. Cependant, l'application du modèle au champ réfléchi sur un milieu dense donne des résultats cohérents avec les expériences (onde directe réfléchie, coda importante, ...) : l'approfondissement de cette étude est en cours.

Remerciements : je remercie D. Gibert pour les nombreuses discussions, M. Holschneider pour son aide dans la partie numérique et F. Conil dans les expériences en cuve acoustique.

Bibliographie

[1] L.L. Foldy, *The multiple scattering of waves*, Physical Review, **67**, 107-119, (1945).
[2] M. Lax, *Multiple scattering of waves*, Review of Modern Physics, **23**, 287-310, (1951).
[3] V. Twersky, *Coherent scalar field in pair-correlated rabdom distributions of aligned scatterers*, Journal of Mathematical Physics, 18, 2468-2486, (1977).
[4] M. F. Poujol-Pfefer, *Étude de la propagation acoustique dans un milieu inhomogène, application à la caractérisation des fonds marins*, Thèse de Doctorat, Université d'Aix-Marseille II, pp 160, 1994.
[5] L. Margerin, M. Campillo and B. V. Tiggelen, *Monte Carlo simulation of multiple scattering of elastic waves*, Journal of Geophysical Research, **105**, 7873-7892, (2000).
[6] M.L. Cowan, K. Beaty, J.H. Page, Zhengyou Liu and Ping Sheng, *Group velocity of acoustic waves in strongly scattering media : dependence ont the volume fraction of scatterers*, Physical Review E, **58**, 6626-6635, (1998).
[7] Sessarego, J. P., J. Sageloli, P. Flandrin & M. Zakharia, *Time frequency analysis of signals related to scattering problems in acoustics : Part I : Wigner-Ville analysis of echoes scattered by a spherical shell*, J.M. Combes, A. Grossmann and P. Tchamitchian, *Wavelets, time-frequency methods and phase space*, Springer Verlag, France, (1989).
[8] G. Saracco G, P. Guillemain and R. Kronland-Martinet, *Characterization of elastic shells by the use of wavelet transform*, IEEE90, Ultrasonics Symposium, **2**, 881-885, (1990).
[9] A. Erdélyi, *Asymptotic expansions*, Dover Publication, New York, (1956).

TABLE DES MATIERES

Session 1 : Technologie sonar

01..... **P. Cervenka**
COSMOS : un sonar frontal interférométrique

02..... **A. Bellettini, M. Pinto**
Experimental results of a 100 kHz multi-aspect synthetic aperture sonar

03..... **M. Pinto, R. Hollett, A. Bellettini, J. Edwards**
Results of wideband interferometric synthetic aperture sonar experiments

Session 2 : Développements technologiques

04..... **H. Thomas, D. Pichon**
Techniques avancées de localisation et d'assistance aux opérations de sauvetage en mer – Application à la recherche de boîtes noires

05..... **P. Arzelies, P. Duformentelle**
Caractérisation de l'environnement acoustique sur un site de forage offshore

Session 3 : Caractérisation des fonds

06..... **L. Guillon, J.P. Sessarego, J. Sagéloli, A. Ivakin**
Rétrodiffusion par les fonds marins : mesures en laboratoire et comparaisons théorie/expérience

07..... **Y. Le Gonidec, D. Gibert, J.N. Proust**
Caractérisation de la structure interne multi-échelle de réflecteurs à l'aide d'ondes Réfléchies

Y. Le Gonidec, G. Saracco
Milieux granulaires : simulations numériques et expériences en cuve acoustique

08..... **X. Dagany, J. Mars, F. Luc**
Analyse de données multicomposantes et caractérisation du fond marin

09..... **A. Quinquis, F. Herpers, H. Thomas, N. Szeremeta, F. Bassinot**
Classification non supervisée de sédiments à partir d'attributs physico-structurels

10..... **C. Gervaise, N. Grangier, A. Quinquis**
Caractérisation de la lithologie sédimentaire par le coefficient d'atténuation

Session 4 : Nouveaux développements

11..... **M. Pérennes**
CUPIDO : une nouvelle gamme de courantomètres

12..... **Y. Mevel, B. Hamonic, R. Person**
Development of a fiber optic hydrophone

13..... **M. Pérennes**
SEAFALCON 5 : nouveau sondeur multifaisceaux moyens fonds

Session 5 : Tomographie acoustique

14..... **F. Porée, T. Chonavel**
Déconvolution en tomographie acoustique océanique. Application aux données Thetis et Intimate

15..... **T. Folégot, C. Bodennec, Y. Stéphan**
Effet des ondes internes en golfe de Gascogne : la campagne Intimate'98

16..... **F. Debost, D. Mauuary, B. Faure**
Etude de la zone POMME à l'aide de données synthétiques

17..... **X. Falourd, M. Rossi, U. Lemmin**
Caractérisation acoustique de phénomènes hydrodynamiques : cas du lac Léman

Session 6 : Acoustique pêche

18..... **C. Collet, S. Fily, P.Y. Le Bas**
Analyse statistique de séquences d'images. Application au sondeur multifaisceaux

19..... **A. Lebourges, G. Champalbert**
Application de l'acoustique multifréquentielle à la classification du zooplancton et à l'étude de sa distribution spatiale

Session 7 : Sismique

20..... **S. Gautier, M. Holschneider, G. Saracco**
Méthode de déconvolution et application à des données acoustiques

21..... **P. Plantevin, Y. Le Gall, B. Marsset**
Validation expérimentale d'un système sismique réflexion THR pour les grands fonds

22..... **F. Glangeaud, J.L. Mari, J. Meunier, J.M. Vanpé**
Les ondes guidées en acoustique sous-marine, application à la sismique pétrolière, à la propagation UBF et au génie civil

Session 8 : Détection

23..... **C. Prada, T. Folégot, N. Mordant, M. Fink**
Détection dans un guide d'onde par Décomposition de l'Opérateur Retournement Temporel (méthode D.O.R.T.)

24..... **G. Ginolhac, G. Jourdain**
Algorithmes spatio-temporels basés sur la méthode "Principal Component Inverse pour la détection en présence de réverbération

Session 9 : Traitement du signal acoustique et sismique

25..... **J. Mars, V. Vrabie**
Un nouvel outil pour l'estimation des temps de retard : utilisation des statistiques d'ordre 3

26..... **N. Le Bihan, J. Mars**
Technique d'algèbre multilinéaire pour le traitement sismique multi-composantes

27..... **J. Chanussot, V. Couturier-Doux**
Filtrage d'ordre directionnel pour le traitement des signaux sismiques