

50376
1993
81

50376
1993
81

N° d'ordre : 797

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le grade de

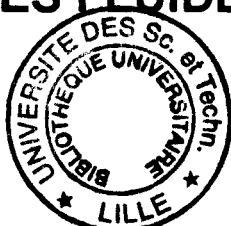
DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Robert HAZEBROUCK

ingénieur EUDIL - Docteur 3^{ème} Cycle

SPECTROMETRIE ACOUSTIQUE EN REGIME IMPULSIONNEL, APPLICATION A L'ETUDE DE COUPLAGES FLUIDE-STRUCTURE



Soutenue le 27 Janvier 1993 devant la commission d'Examen

Membres du Jury: M. P. MICHEAU Président

 MM. G. DEPREZ Rapporteurs
 B. DUTHOIT
 G. MAZE

 MM. F. DUPRIEZ Examineurs
 J. LESENNE
 M. MORE

AVANT - PROPOS.

Ces travaux ont été réalisés au sein du Laboratoire d'Acoustique de l'Université de Lille I. Je remercie Monsieur le Professeur G. DEPRESZ d'avoir bien voulu m'y accueillir et d'avoir dirigé mes travaux de recherche. Je tiens également à lui exprimer ma profonde gratitude pour les encouragements qu'il m'a prodigués ainsi que pour la part active qu'il a eu dans l'aboutissement de ce travail.

Je remercie très vivement Monsieur le Professeur P. MICHEAU, directeur du Laboratoire de Mécanique de Lille (LML), d'avoir bien voulu me faire l'honneur d'accepter de présider ce jury.

J'adresse mes sincères remerciements à Messieurs les Professeurs G. MAZE, du Laboratoire d'Acoustique Ultrasonore et d'Electronique du Havre (LAUE, URA CNRS 1373), et B. DUTHOIT, directeur de l'équipe 'capteurs et instrumentation' du Laboratoire de l'Artois en Mécanique et Habitat (LAMH), pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse.

Messieurs les Professeurs F. DUPRIEZ, chef de groupe 'Mécanique des structures' à l'Institut de Mécanique des Fluides (ONERA - IMFL), et M. MORE directeur de recherches (USTL), ont bien voulu participer à ce jury; j'en suis particulièrement honoré et je les en remercie très vivement.

Je suis également très heureux de la présence de Monsieur le Professeur J. LESENNE, Directeur de l'IUT de Béthune, et je lui suis particulièrement reconnaissant, ainsi qu'aux responsables du département Génie Civil, de m'avoir très tôt autorisé et encouragé à effectuer une partie de mes travaux au sein de l'I.U.T.

Mes remerciements vont également à Monsieur le Professeur L. BASSERY pour l'aide efficace qu'il m'a apportée lors de mes débuts dans le laboratoire.

Enfin, je remercie le personnel qui a assuré avec beaucoup de gentillesse la reproduction de ce document et m'a aidé dans sa présentation.

INTRODUCTION.

INTRODUCTION.

D'une manière générale, pour effectuer des mesures en acoustique aérienne, on utilise des signaux large bande, parfois des ondes monochromatiques, mais les résultats sont exprimés dans le domaine fréquentiel, l'information dans le domaine temporel n'est pas directement exploitable.

Des techniques mettant en oeuvre des ondes sonores impulsives ont été développées. Elles sont alors utilisées soit dans le domaine temporel (échogrammes sur maquettes,...), soit dans le domaine spectral (mesure de coefficients de réflexion, caractérisation d'écrans,....).

De manière à enrichir l'information et permettre l'analyse des phénomènes dans les deux domaines de représentation d'un signal (temps-fréquence), un dispositif expérimental a été mis au point.

Basé sur l'émission par une source ponctuelle d'une onde sonore impulsive parfaitement contrôlée, en un essai, il permet à la fois de faire des observations fines dans le domaine temporel et de couvrir un large spectre de fréquences. De plus, contrairement à beaucoup de mesures pratiquées en laboratoire, le dispositif utilisé ne nécessite pas de locaux spéciaux.

Ce mémoire présente l'ensemble expérimental utilisé, les méthodes de traitement qui lui sont associées ainsi que diverses études menées à l'aide de ce dispositif.

Il est divisé en deux parties:

▷ La **première partie** est essentiellement consacrée à la présentation de l'ensemble expérimental et à la description de la méthode utilisée.

Dans le **chapitre I**, le fonctionnement récurrent de la source émettant une onde impulsive est exposé en détail. L'onde est très reproductible, d'une durée inférieure à 100 μ s et de forte amplitude, elle présente une traînée résiduelle de faible niveau. Après échantillonnage et moyennage, son traitement numérique repose essentiellement sur le filtrage temporel et la F.F.T. . Son spectre large bande est centré sur 10kHz. La chaîne d'acquisition et de traitement, avec ses fonctionnalités, est présentée; des mesures simples sont effectuées à titre d'illustration. Le dispositif permet d'obtenir la réponse impulsionnelle d'un système linéaire.

Le **chapitre II**, axé sur l'étude de la diffraction en bistatique par des cibles rigides illustre, d'une part la technique originale de traitement des signaux et montre d'autre part, par confrontation aux résultats théoriques, la qualité des résultats expérimentaux.

▷ Différentes études d'interaction "fluide-structure" sont menées dans la **seconde partie**.

Lors de l'étude de la diffraction par une sphère rigide, les ondes réfléchies et rampantes sont clairement séparées. Leur évolution est étudiée et

confrontée aux résultats de la Théorie Géométrique de la Diffraction. La diffraction par d'autres cibles rigides met clairement en évidence l'origine des différents échos reçus.

Dans le **chapitre III**, la diffusion par une coque mince sphérique est abordée. Les mesures sont effectuées à l'extérieur et à l'intérieur de la cavité. Les spectres de résonance sont obtenus et les raies parfaitement identifiées. L'impédance réduite de coque, calculée à partir de la théorie des coques, est introduite dans le terme de diffusion. L'origine des raies est alors précisée. Le rôle prépondérant des ondes de flexion dans le rayonnement est mis en évidence. Elles sont étroitement liées à la géométrie et à la densité du fluide extérieur.

La propagation des ondes dans un milieu poreux (mousses de polyuréthane) est traitée dans le **chapitre IV**. L'étude en est faite dans le cadre de la théorie de Biot. Lors de l'interprétation des résultats expérimentaux, il est montré que les mousses présentant une faible résistivité au flux d'air peuvent être assimilées à un fluide absorbant. Alors, seul un petit nombre de paramètres sont nécessaires à la modélisation. Dans le cas contraire, les caractéristiques viscoélastiques de la matrice interviennent, les deux ondes de dilatation de Biot sont mises en évidence. Dans les deux cas, des ondes multiples réfléchies sont observées.

CHAPITRE I

LA METHODE EXPERIMENTALE

CHAPITRE I

LA METHODE EXPERIMENTALE

En laboratoire , les études d'acoustique aérienne sont en général menées en régime permanent. Les techniques de mesure alors mises en oeuvre nécessitent des équipements souvent lourds et onéreux tels qu'une chambre anéchoïque ou une salle réverbérante.

Lors de l'emploi de ces techniques, il est rarement possible d'isoler finement le phénomène à étudier et de ce fait, on y accède souvent globalement ou de façon indirecte.

Pour remédier à ces inconvénients, des méthodes de mesure impulsives utilisant l'analyse spectrale de Fourier peuvent être mises en oeuvre. Leur utilisation est relativement ancienne et les dispositifs adoptés pour la génération de l'onde sont très divers: armes à feu, éclateurs, haut parleurs ...

Ces sources sonores présentent aussi, bien souvent, des points faibles :

- l'onde émise n'a pas toujours une durée assez courte et est de plus suivie d'une traînée résiduelle non négligeable,
- les ondes émises sont rarement reproductibles avec suffisamment de précision et l'origine des temps n'est que très rarement connue.

Il en résulte que les spectres des ondes ainsi émises successivement sont, de manière significative, différents les uns des autres car mal définis tant en module qu'en phase. Les mesures faites avec ces dispositifs sont alors relativement peu précises.

Les développements de l'électronique et de la micro-informatique permettent maintenant de mieux contrôler l'émission de la source et de faire

une acquisition précise ainsi qu'un traitement rapide des signaux.[1,2]

Dans une salle de laboratoire peu encombrée, de dimensions courantes (environ 5x4x3m), l'intervalle de temps libre entre l'émission d'une onde sonore et la réception des premiers échos réfléchis par les parois est de l'ordre de quelques millisecondes. C'est dans ce laps de temps, éventuellement réduit par la présence d'obstacles, qu'il est nécessaire de faire la mesure.

L'une des originalités de ce travail repose sur l'utilisation d'un éclateur. Contrôlé, il émet une onde sonore reproductible et de très courte durée.

Ce dispositif permet l'étude de la réponse d'un système acoustique linéaire excité par cette onde et placé dans une salle non anéchoïque.

La méthode de mesure est basée sur le filtrage temporel et la FFT (Fast Fourier Transform) pour le calcul des réponses en fréquence.

Dans un premier temps, la source sonore, le système d'acquisition et de traitement sont présentés. Puis l'influence, sur la qualité des résultats, des conditions expérimentales ou de traitement est abordée lors de la mise en oeuvre d'expériences simples.

1. L'ENSEMBLE EXPERIMENTAL. [3,4,5]

Son principe de fonctionnement est représenté figure I-1. Il est constitué d'une source sonore et d'un système d'acquisition et de traitement des signaux.

1.1. LA SOURCE SONORE IMPULSIVE.

C'est un éclateur branché aux bornes d'un condensateur chargé sous une différence de potentiel de 6 kV environ. Le condensateur est choisi sans inductance.

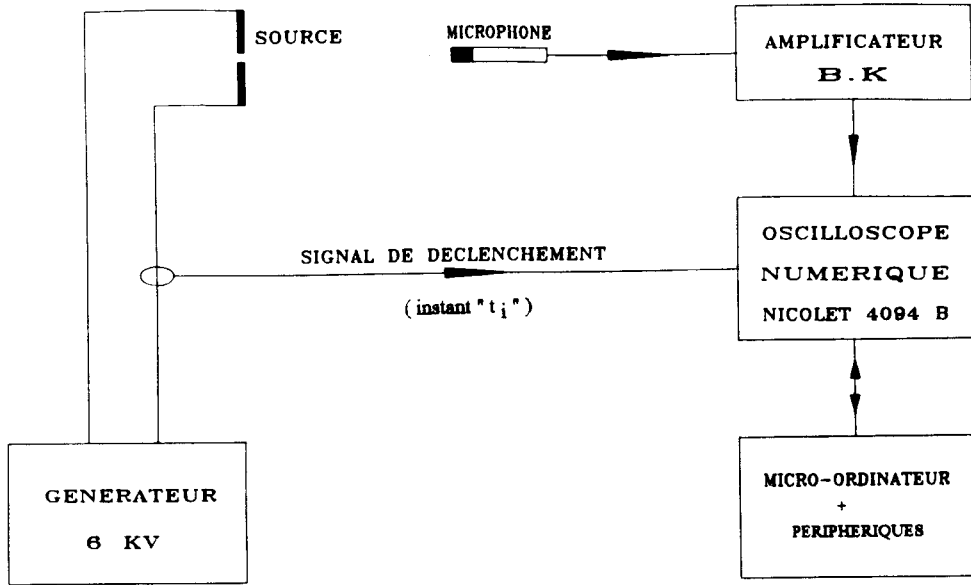


Figure I -1 : Ensemble expérimental.

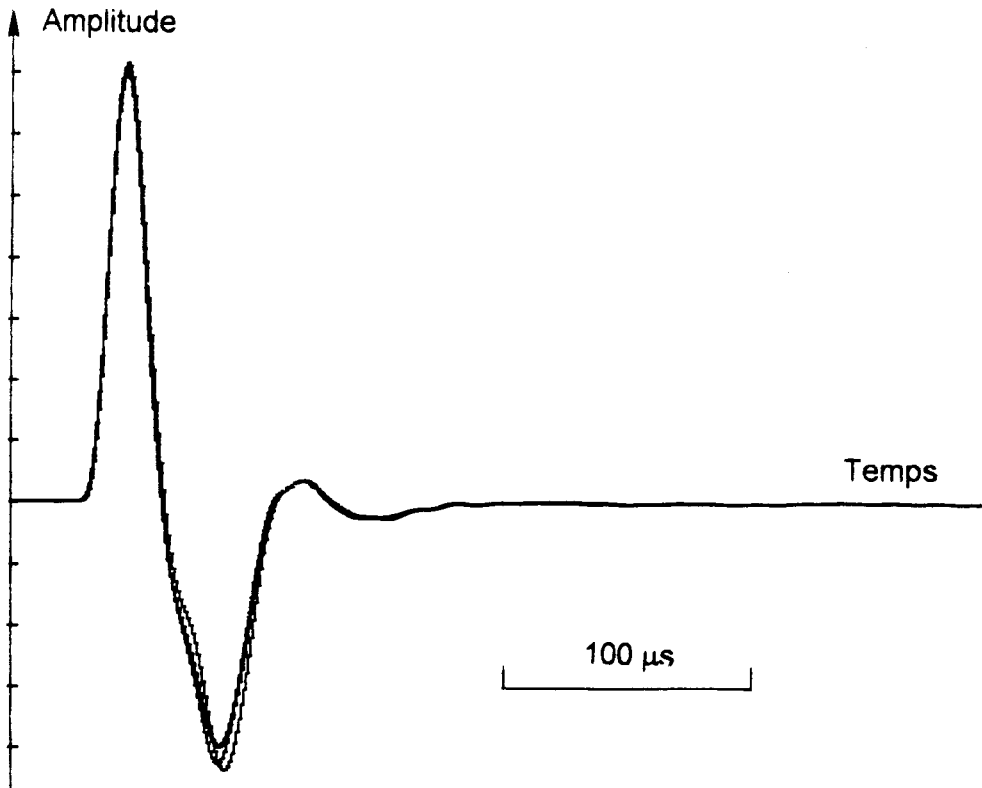


Figure I -2 : Stabilité de l'onde émise : superposition de quatre signaux acquis consécutivement et échantillonnés à 1 μs (microphone 1/2").

La source a un fonctionnement régulier et récurrent assurant ainsi une forme d'onde bien reproductible (figure 1-2). Ceci est rendu possible grâce à l'adjonction d'une électrode auxiliaire pilotée par un générateur d'étincelles qui provoque l'allumage de la décharge. Cet allumage a lieu toutes les trois secondes. Un tel intervalle de temps, qui peut être ajusté selon les besoins, est amplement suffisant pour effectuer une mesure. Il permet de s'affranchir des échos multiples, réfléchis par les parois du local d'essai. Les échos produits par l'onde précédemment émise ne sont plus observables.

Après mise en forme, le signal induit dans un solénoïde par le passage du courant de décharge définit l'instant initial " t_i " de l'émission sonore. Il est utilisé pour le déclenchement du système d'acquisition. C'est la référence de temps pour la mesure.

1.2. LA CHAÎNE DE MESURE.

Elle est constituée par :

- Un microphone électrostatique (Bruël & Kjaer) avec son préamplificateur dont la taille (1/8" à 1") est adaptée à l'étude envisagée,

- son amplificateur de mesure qui permet en particulier le réglage de l'atténuation du signal.

- un oscilloscope numérique programmable (Nicolet 4094B) qui assure la numérisation du signal capté. L'échantillonnage est fait sur 12 bit dans l'un des quatre blocs de 4000 points de la mémoire. La période " τ " d'échantillonnage peut être choisie dans une gamme variant de 0,5 μ s à 200 s. Une période d'échantillonnage $\leq 10 \mu$ s est généralement choisie. L'acquisition pourrait éventuellement être faite sur un bloc de 8000 ou 16000 points.

Un déclenchement retardé de l'acquisition (post trigger) est disponible et permet de localiser correctement le signal à étudier dans la fenêtre d'observation.

Le moyennage temporel de signaux consécutifs est utilisé. Il permet une augmentation de la dynamique et une réduction du bruit.

L'observation des signaux, pendant et après l'acquisition, est rendue aisée grâce à la représentation, sur l'écran de l'oscilloscope, du contenu de l'un de ses quatre blocs en mémoire. La lecture est facilitée par le déplacement d'un curseur qui entraîne l'affichage sur cet écran, de l'abscisse (temps) et de l'amplitude du signal (Volts). A chaque instant, il est possible, pour une observation plus fine de bénéficier d'un effet de zoom et ainsi de dilater le signal tant verticalement qu'horizontalement avec un coefficient multiplicateur pour chaque axe variant par puissance de deux jusqu'à 256.

Plusieurs fonctions sont disponibles, parmi celles-ci, la translation des ordonnées de l'un des blocs numériques et la différence entre deux de ces blocs.

Un lecteur de disquettes propre à l'oscilloscope sert au stockage des contenus de chaque bloc. Ces enregistrements peuvent être rappelés.

Un micro-ordinateur gère, par l'intermédiaire du BUS IEEE le système d'acquisition. Il contrôle en particulier le moyennage temporel et assure le traitement des signaux acquis.

Divers périphériques permettent l'enregistrement des données, les sorties graphiques sur écran ou table traçante et l'impression de résultats. L'ensemble est programmé en FORTRAN.

2. FONCTIONNEMENT DU SYSTEME D'ACQUISITION.

Il est étroitement lié aux conditions d'acquisition et de traitement qu'il est nécessaire de définir après avoir réglé la géométrie de l'expérience (source, microphone, cible ...).

2.1. DEFINITION DES CONDITIONS D'ACQUISITION.

2.1.1. REGLAGES DE L'OSCILLOSCOPE :

En début d'expérience, on sélectionne.

- . La gamme de tension d'entrée.
- . La période d'échantillonnage " τ ". Compte tenu de la finesse avec laquelle il est souhaitable d'observer le signal et de la résolution spectrale habituellement recherchée, les périodes d'échantillonnage les plus couramment retenues sont de 2 μ s et 5 μ s.
- . Un délai " Δt " pour le déclenchement de l'oscilloscope par rapport au signal de "trigger" issu de la source. Le déclenchement retardé de l'acquisition fait ainsi débiter l'échantillonnage du signal à étudier à l'instant $t'_0 = t_i + \Delta t$ (figure I-3). Ceci permet de localiser et d'observer à l'écran la partie intéressante du signal dans la fenêtre temporelle $[t'_0, t'_0 + q \tau]$, $q=4000$.

2.1.2 REGLAGE DE L'AMPLIFICATEUR DE MESURE :

L'atténuation est réglée en fonction de l'amplitude du signal reçu et de la sensibilité de tension d'entrée adoptée au niveau de l'oscilloscope.

Ces différents réglages se font de manière interactive avec visualisation du signal reçu après chacune des émissions de la source.

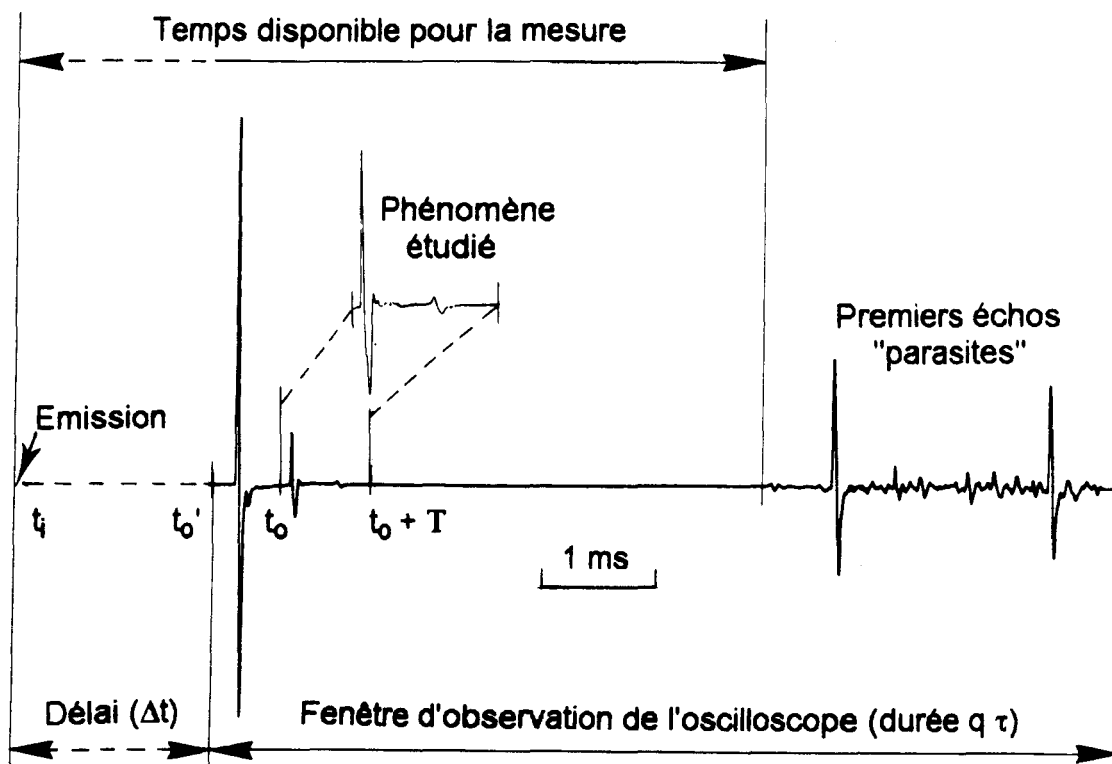


Figure I -3 : Exemple d'acquisition et de filtrage temporel : étude de la diffraction par une sphère rigide à 90° (cf. chapitre II); $t_0' = 3500\mu s$.

2.2. ACQUISITION :

Elle est organisée autour de l'oscilloscope qui est piloté par un programme de l'ordinateur qui le contrôle, gère les échanges, assure les calculs et les stockages des résultats.

L'opérateur choisit le nombre d'acquisitions nécessaires au moyennage; le processus est interrompu lorsque ce nombre est atteint. En cas d'anomalie de fonctionnement, l'acquisition en cours peut être relancée à tout moment par une simple pression sur un bouton de l'oscilloscope.

Quatre signaux moyennés peuvent être placés simultanément en mémoire de l'oscilloscope. Chacun d'entre eux peut être sauvegardé avec ses

caractéristiques sur les disquettes de l'oscilloscope et, lors d'un usage différé, rappelé pour visualisation à l'écran et traitement.

2.3. TRAITEMENT TEMPOREL :

Il est essentiellement basé sur le filtrage. Il est également effectué au niveau de l'oscilloscope.

Les signaux sont observés pendant et après l'acquisition ce qui permet la détection d'une éventuelle évolution anormale de l'essai durant le moyennage (bruit parasite important, instabilité de la géométrie...).

L'effet de loupe et l'utilisation du curseur facilitent l'étude détaillée du signal affiché .

Après acquisition, en manipulant les blocs en mémoire, différents traitements peuvent être effectués sur les signaux moyennés:

. L'affichage simultané de plusieurs signaux accumulés rend leur comparaison plus aisée.

. Le signal de la différence de deux d'entre eux peut être obtenu, observé et stocké en mémoire de masse de l'oscilloscope. (cf. soustraction d'un "fond parasite" § II-2.2.2 et figure II-6).

Une translation des ordonnées est également possible s'il s'avérait nécessaire de ramener le signal à une valeur moyenne nulle.

Après ces examens et ces traitements, la partie utile du signal à étudier est alors isolée dans la fenêtre temporelle $[t_0, t_0+T]$ ($t_0 \geq t'_0$) retenue pour le traitement numérique (figure I-3). Pour procéder à ce filtrage, un simple basculement du bouton "Fonctions" de l'oscilloscope et le déplacement du curseur aux limites de la fenêtre suffisent.

Ce signal, ainsi filtré, est immédiatement transféré en mémoire centrale

de l'ordinateur pour traitement.

2.4. CALCUL DES SPECTRES.

Le signal transmis est complété par des éléments nuls sur le complément à 4096 points et le calcul du spectre complexe est effectué par FFT (algorithme de Cooley). Le pas d'échantillonnage en fréquence est donc imposé: $\Delta f = 1/(N \cdot \tau)$; $N = 4096$.

Puis le spectre est retransmis vers l'oscilloscope pour y être observé. Le déplacement du curseur provoque l'affichage de la fréquence et de la valeur de l'ordonnée correspondante (module ou phase).

Enfin, un nouveau basculement du bouton "Fonctions" provoque le retour au menu du programme de l'ordinateur. Le signal filtré, son spectre complexe ainsi que les caractéristiques de l'acquisition (filtrage, période d'acquisition ...) peuvent être enregistrés en mémoire de masse de l'ordinateur.

2.5. CALCUL D'UNE REPONSE EN FREQUENCE.

Elle est calculée en formant la fonction de transfert entre les spectres de deux signaux précédemment enregistrés.

Même si les signaux sont obtenus consécutivement et non simultanément, aucune indétermination n'est introduite dans la fonction de transfert car, d'une part, l'excitation est suffisamment reproductible, et d'autre part, les bornes des fenêtres temporelles $[t_0, t_0 + T]$ de chaque signal sont connues avec précision, définissant ainsi correctement les retards.

Cette façon de faire présente d'ailleurs des avantages en offrant des

possibilités accrues de traitement préalable des signaux temporels. De plus, l'utilisation de la même chaîne microphonique pour faire l'acquisition de chacun des signaux diminue les risques d'erreurs liées à l'appareillage.

La réponse en fréquence, tout comme les spectres, sera affichée et observée sur l'écran de l'oscilloscope puis enregistrée en mémoire de masse de l'ordinateur.

2.6. EDITIONS.

Les sorties graphiques (signaux, spectres et fonctions de transfert) sont effectuées sur table traçante, les différents paramètres de l'expérience sont imprimés au moment de l'acquisition.

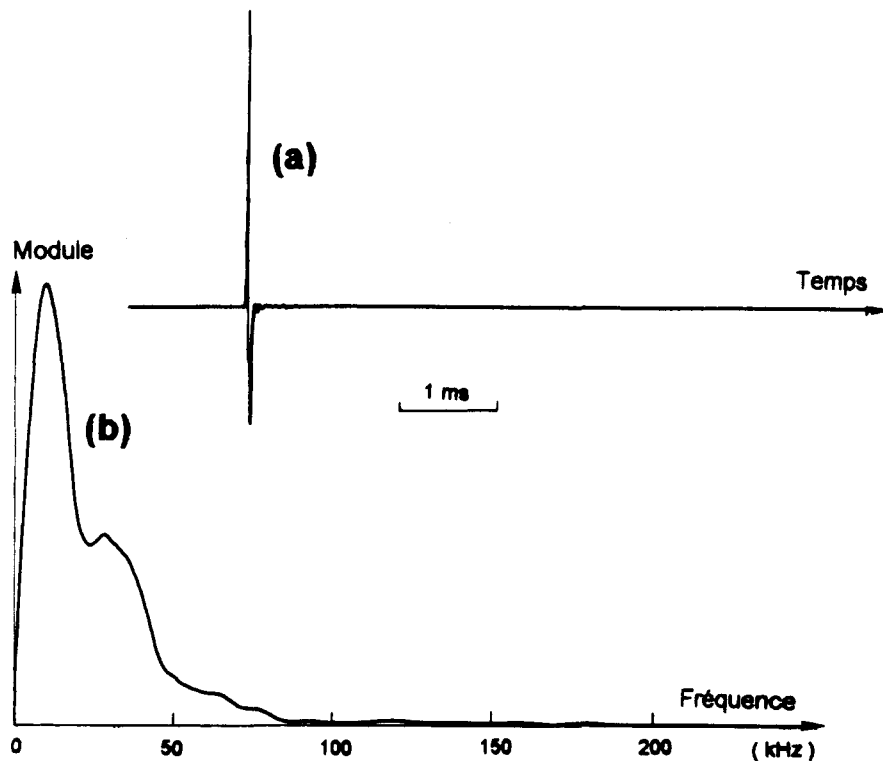
3. CARACTERISTIQUES DE L'ONDE EMISE PAR LA SOURCE.[3]

3.1 DOMAINE TEMPOREL.

C'est un onde sphérique de courte durée $< 100 \mu\text{s}$ (figure I-4a). Elle présente un front abrupt et une traînée résiduelle de très faible niveau.

La forme d'onde est très reproductible ainsi que le montre la figure I-2 représentant des signaux acquis consécutivement sans moyennage. L'instabilité temporelle est de l'ordre de la microseconde. Le moyennage réduit les écarts (figure I - 6) qui peuvent être observés sur des signaux consécutifs.

Sous incidence moyenne normale, le niveau de pression acoustique de crête maximal peut atteindre 140 dB à un mètre de distance. L'incertitude sur le maximum est de l'ordre de 1%. Le niveau résiduel est très faible.



*Figure 1 - 4 : Caractérisation de l'onde émise par la source.
a: signal temporel. b: Module du spectre (échelle linéaire).*

3.2. DOMAINE DES FREQUENCES.

Le spectre du signal (figure I-4b) est continu et son module présente un maximum pour une fréquence voisine de 10 kHz et un minimum relatif d'environ -25 dB au premier point échantillonné (figure I-6). Il est le plus souvent utilisé, pour la mesure d'une réponse, dans l'intervalle [0,2; 20 kHz]. Il présente un niveau relativement faible pour les fréquences supérieures à 100 kHz ce qui est un avantage car, pour un système dont la réponse en haute fréquence n'est pas nulle, il produira une apodisation du signal calculé.

4. INFLUENCE DES CONDITIONS EXPERIMENTALES.

4.1. INFLUENCE DU FILTRAGE TEMPOREL.

Le mode de traitement précédemment décrit étant basé sur l'utilisation du filtrage temporel et de la F.F.T., il est indispensable d'en évaluer les répercussions sur les résultats.

L'extraction de la partie représentative du phénomène étudié se fait par multiplication du signal temporel $x(t)$ par un filtre porte $\Pi_T(t)$ de durée T .

$$\Pi_T(t) = \begin{cases} 1; & t \in [t_0, t_0 + T] \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

On peut se demander dans quelle mesure le spectre $X(f)$ du signal $x(t)$ est affecté par le filtrage. Dans le cas idéal, ce dernier ne perturberait pas le spectre si $x(t)$ était à support borné. En réalité, il existe toujours un bruit de fond et, pour certaines études, le signal traité peut présenter une traînée très importante. Dans ce cas, le spectre réel est convolué :

$$x(t) \cdot \Pi_T(t) \xrightarrow{\text{F.F.T.}} X(f) * F(f) = X_T(f)$$

avec $\Pi_T(t) \xrightarrow{\text{F.F.T.}} F(f) = T \frac{\sin(\pi f T)}{\pi f T} e^{-i\pi f T}$

L'effet de la convolution sera toujours présent mais il sera d'autant moins sensible que $X(f)$ est à spectre large devant $1/T$, ce qui est le cas pour les signaux étudiés.

Le filtrage temporel n'affecte que très peu les spectres des signaux. La fonction de transfert n'est donc que peu altérée.

Afin d'étudier expérimentalement la sensibilité au filtrage temporel et sa répercussion sur le contenu spectral, un signal de l'onde incidente, semblable à celui représenté figure I-2 a été filtré par deux fenêtres de même origine mais de largeur T très différente (1306 et 2214 μ s). Les spectres des deux signaux filtrés et leur fonction de transfert ont été calculés. L'erreur entraînée par ces filtrages est ici inférieure à 1% sauf pour les premiers points (figure I-5).

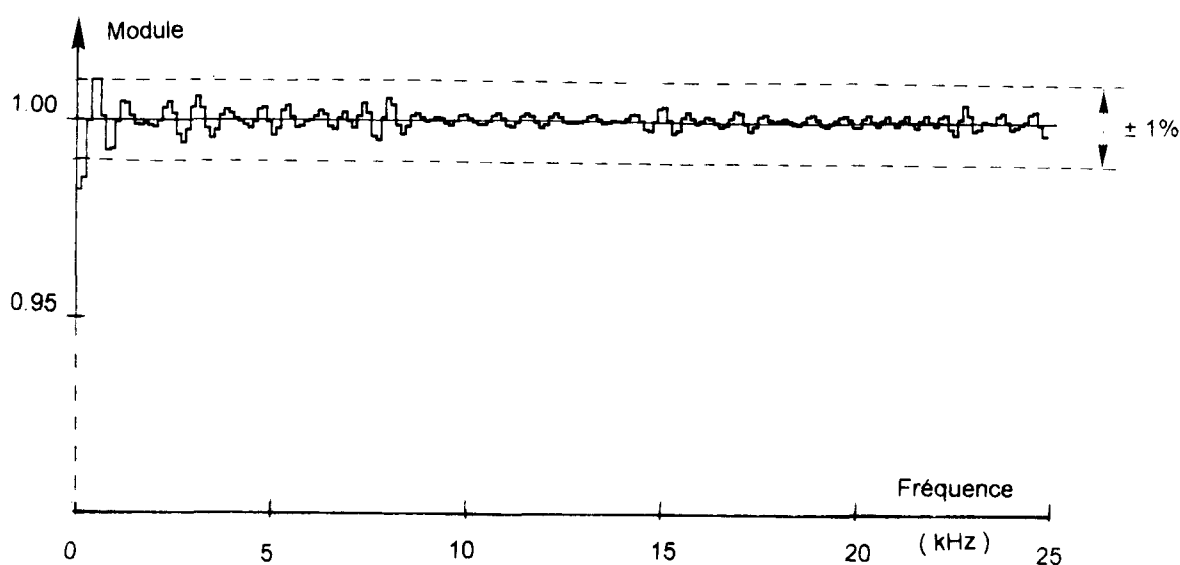


Figure 1 - 5 : *Effet du filtrage : module de la fonction de transfert entre les spectres issus de deux filtrages différents d'un même signal.*

Cette mauvaise définition en basse fréquence peut être attribuée au faible niveau pour ces fréquences et à la variation du niveau moyen du signal due à la perte d'informations provoquée par le filtrage.

4.2. STABILITE DE L'EMISSION.

La figure I-2 montre la bonne stabilité dans le temps de signaux consécutifs.

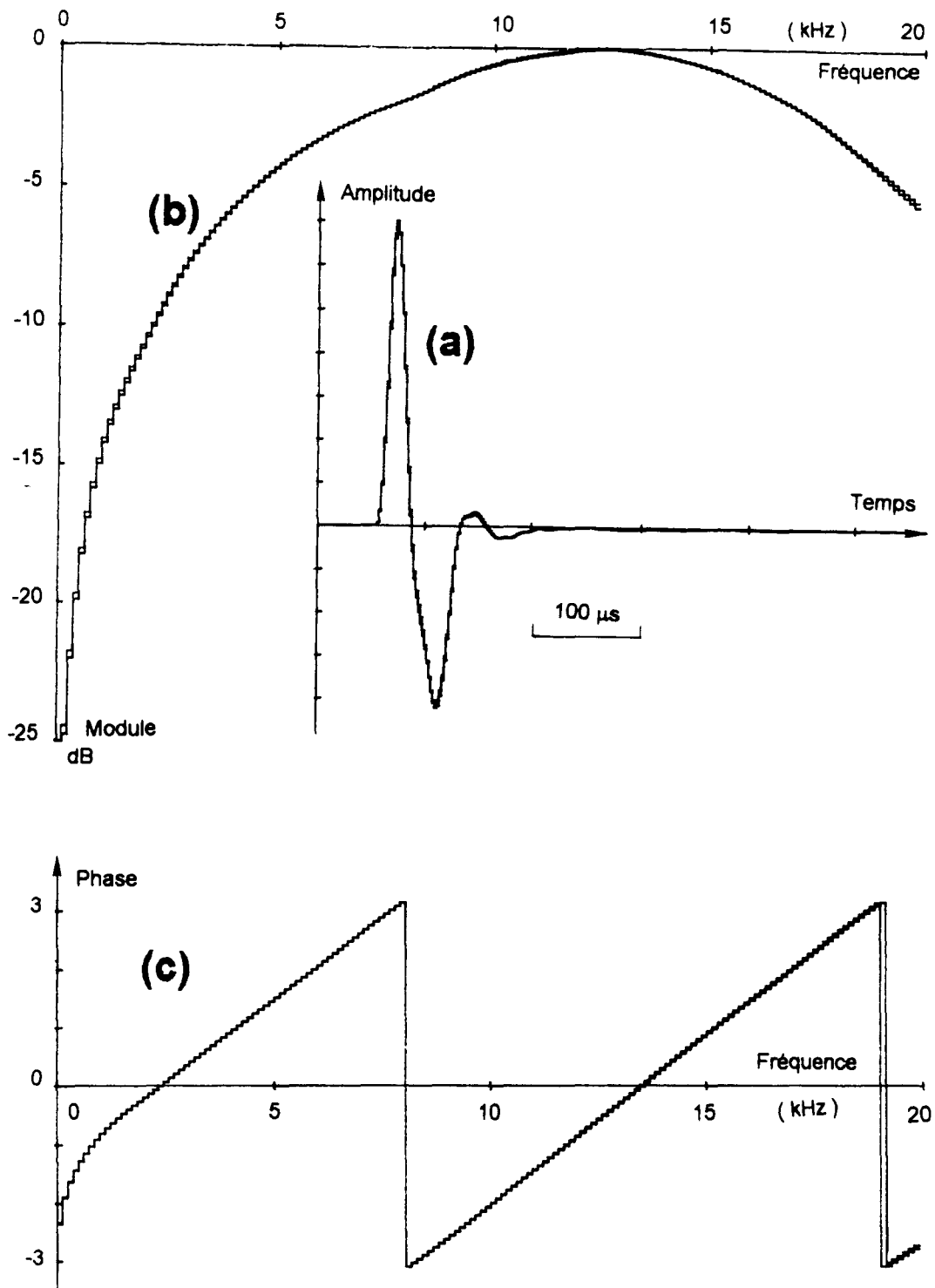


Figure 1 - 6 :

*Reproductibilité de l'onde: (16 acquisitions)
a: superposition de deux signaux après moyennage
b: comparaison du module des spectres,
c: comparaison de la phase.*

Pour étudier la stabilité dans le domaine spectral, deux signaux ont été acquis consécutivement (figure I-6a). Leur spectre a été calculé avec exactement le même filtrage temporel. On note une très bonne stabilité tant en module qu'en phase (figure I-6b,c). On obtient une stabilité du même ordre pour des signaux relevés, dans des conditions comparables, à des époques différentes.

4.3. INFLUENCE DE L'INCIDENCE MOYENNE SUR LA REPONSE DU MICROPHONE.

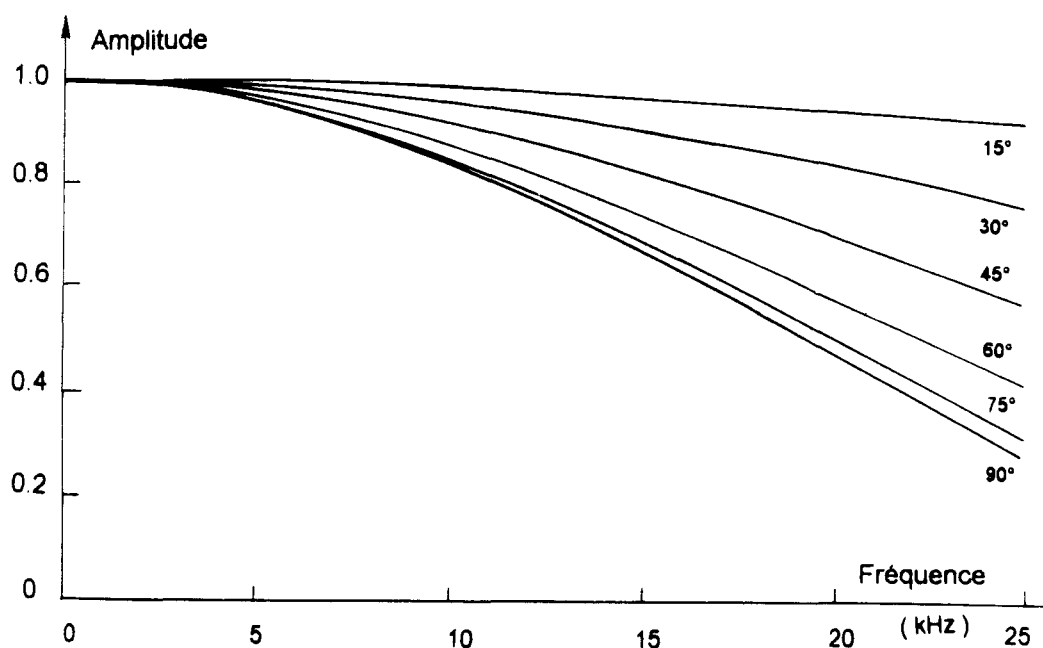


Figure I - 7 : Directivité d'un piston circulaire en fonction de θ_m ($a=0.00625m$).

La directivité d'un piston circulaire est donnée par le terme [6,7]

$$\frac{2 J_1(ka \sin\theta_m)}{ka \sin\theta_m} \quad \text{où}$$

θ_m : angle de la direction considérée avec la normale au piston,

a: rayon du piston,

$k=\omega/c$: le nombre d'onde,

$J_1()$: fonction de Bessel cylindrique de première espèce d'ordre 1.

Dans le domaine de fréquences étudié, le terme de directivité tend vers 1 en basse fréquence puis décroît lentement (figure I-7). Il faut noter que ce calcul théorique ne décrit pas totalement la réponse d'un microphone puisque certains phénomènes de diffraction par ce microphone ne sont pas pris en compte.

L'étude expérimentale présentée (figure I-8) a été effectuée avec un microphone 1/2 " pour un angle d'incidence moyen variant de 0 à 120 degrés.

Les signaux temporels obtenus montrent, lorsque θ_m augmente, une diminution en amplitude et un élargissement du pic ce qui témoigne d'un appauvrissement du contenu en hautes fréquences (figure I-8a).

Les fonctions de transfert ont été calculées par rapport à l'incidence normale pour plusieurs incidences moyennes (figure I-8b). L'influence de l'orientation sur la bande passante est très nette et les résultats obtenus vérifient assez bien le terme de directivité calculé.

Il est à retenir de cette expérience qu'il est indispensable de tenir compte de l'orientation du microphone dans le choix des dispositifs expérimentaux. Lors des mesures présentées dans les chapitres suivants, l'utilisation de $\theta_m=0$ permettra d'éliminer cette cause d'erreur.

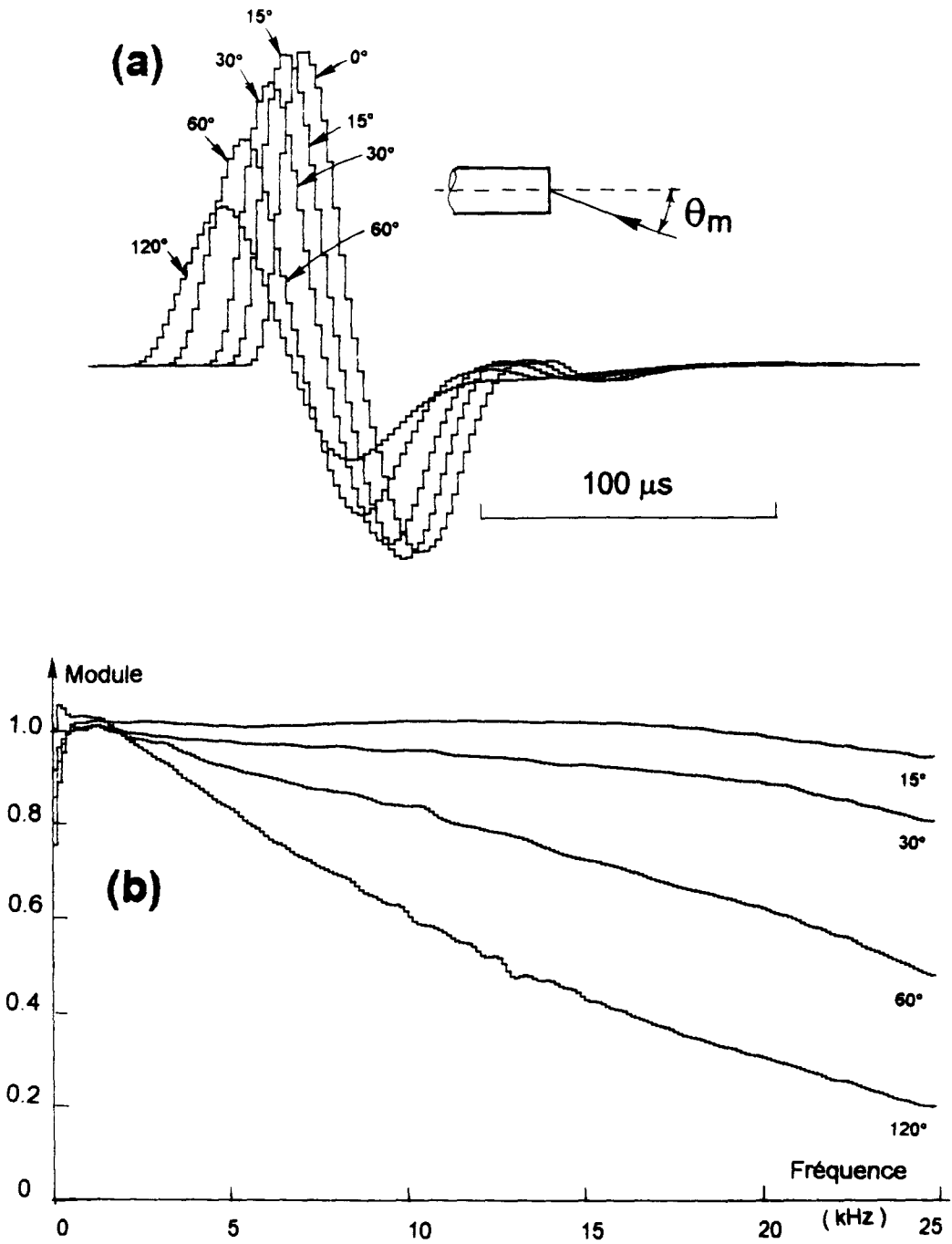


Figure 1 - 8 :

*Influence de l'angle d'incidence moyen θ_m sur la réponse d'un microphone 1/2" :
a: signaux temporels.
b: Module de la fonction de transfert par rapport à l'incidence normale.*

5. CONCLUSION.

Cette méthode de mesure, mettant en oeuvre le filtrage temporel et la spectrométrie impulsionnelle, est utilisable pour traiter de nombreux problèmes d'acoustique [2]; elle semble bien adaptée à l'étude expérimentale de la diffraction par des cibles plongées dans l'air.

Dans un premier temps, une expérience simple permettant d'illustrer la méthode de traitement des signaux et d'évaluer d'une part les performances du dispositif expérimental réalisé et d'autre part les techniques de traitement qui lui sont associées, a été recherchée. La diffraction par des corps rigides de forme simple a été retenue. La concordance des résultats obtenus avec les valeurs théoriques calculées constituera un test de qualité de cette méthode.

CHAPITRE II

MESURE DE LA REPONSE IMPULSIONNELLE DE CIBLES RIGIDES: SPHERE ET CYLINDRE LIMITE.

CHAPITRE II

MESURE DE LA REPONSE IMPULSIONNELLE DE CIBLES RIGIDES : SPHERE ET CYLINDRE LIMITE.

Une onde sonore se propageant dans l'air et incidente sur un corps élastique donne naissance à diverses ondes fluides parmi lesquelles on peut en particulier distinguer l'onde réfléchie spéculaire, les ondes rampantes et les ondes rayonnées liées aux vibrations propres de l'objet.

Dans le cas de corps rigides, l'onde diffractée par l'objet ne comporte que l'onde réfléchie spéculaire et les ondes de surface de type Franz.; dans ces conditions, la durée de l'onde totale observée sera, pour l'essentiel, liée à la taille de la cible.

Le cas canonique de la diffraction en bistatique par une cible sphérique rigide est étudié [3,8,9]. En effet, faite dans l'air, cette expérience simple constitue un test précis du dispositif et de la méthode puisqu'il est possible d'imposer, expérimentalement, des conditions aux limites qui respectent presque rigoureusement les hypothèses de calcul.

Cette étude, menée tant dans le domaine temporel que dans le domaine fréquentiel, permettra d'illustrer les différentes phases du traitement des signaux.

L'extension à d'autres corps rigides est ensuite présentée.

1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL. [4, 8]

Le dispositif expérimental présenté ici sera aussi utilisé pour l'étude de la diffraction par une coque sphérique, dans ce cas un local de grandes dimensions est nécessaire.

Il s'agit d'un diffractomètre à axe vertical représenté figure II-1.

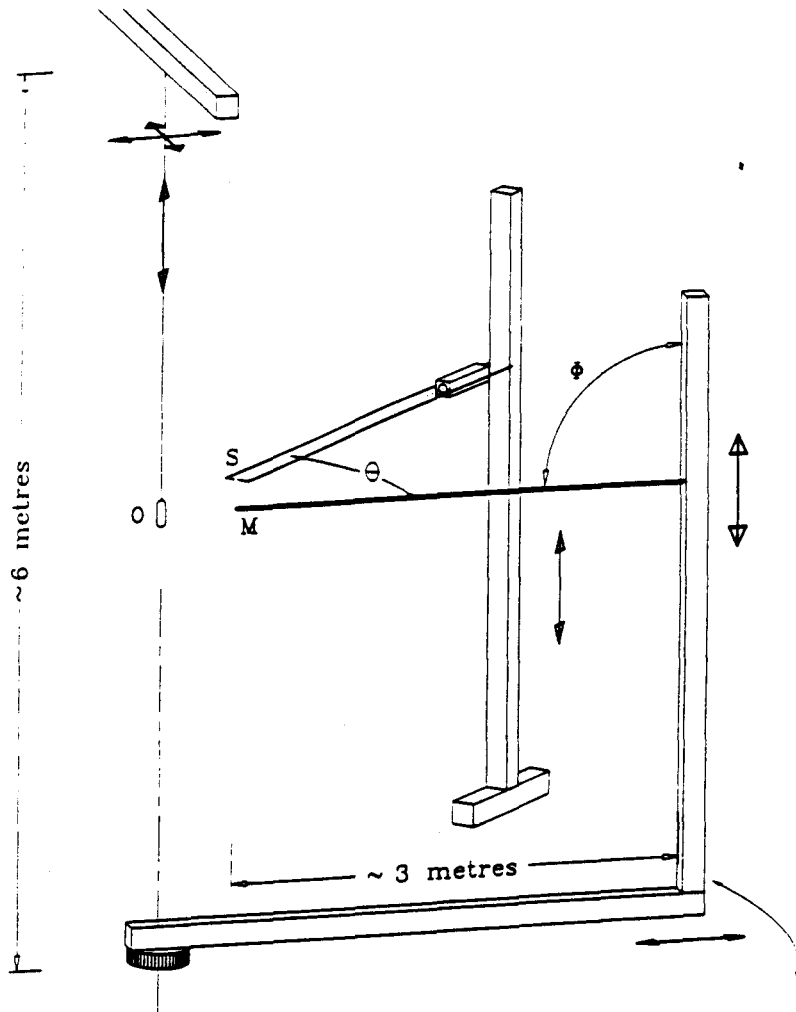


Figure II-1: Dispositif expérimental.

La cible est placée à mi-hauteur de la salle d'expérience et centrée en O sur l'axe vertical du diffractomètre grâce à un système télécommandé qui permet le contrôle de son mouvement selon quatre degrés de liberté; la translation de ce système sur toute la longueur d'un rail facilite la mise en place de l'objet diffractant.

La source acoustique est placée en S à la même hauteur que la cible. La distance SO adoptée est généralement supérieure au mètre.

Un microphone situé en M, dirigé vers le centre O de la cible, est placé à l'extrémité et dans l'axe d'un bras constitué d'un tube conique de faible diamètre contenant, de manière à réduire les échos parasites, le préamplificateur et son câble; ce support peut tourner dans le plan vertical. L'angle θ est repéré sur le plateau tournant fixé au sol et centré sur l'axe vertical passant par O. La distance OM peut atteindre 1,50m.

La direction moyenne incidente SO est définie par un faisceau laser Hélium-Néon. Il est utilisé pour centrer la cible et définir l'angle $\theta = \widehat{SOM} = 180^\circ$ par autocollimation sur la grille du microphone.

L'encombrement de la source rend les mesures en rétrodiffusion ($\theta=0^\circ$) irréalisables. L'angle θ peut varier de 10° à 350° .

2. DIFFRACTION PAR UNE SPHERE RIGIDE .

2.1. ETUDE THEORIQUE. [3,8]

2.1.1. DEFINITION DE L'ETUDE.

La géométrie et les notations sont précisées figure II-2. La source S, le centre O de la sphère et le microphone M sont dans le même plan horizontal.

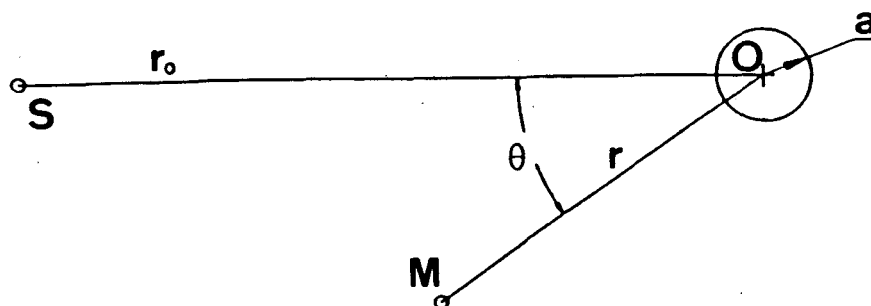


Figure II-2: Géométrie de l'expérience.

La source placée en S ($r_0, \theta=0$) émet une onde impulsive sphérique mesurée en O ($p_0(t)$) en absence de cible.

Puis, cible centrée en O, le microphone placé en M(r, θ) reçoit (figure II-3) l'onde directe $p_{inc}(t)$ selon SM ainsi que l'onde $p_d(t)$ diffractée par la sphère et superposée à $p_{inc}(t)$ (figures I-3 et II-5). C'est cette onde diffractée que nous étudions.

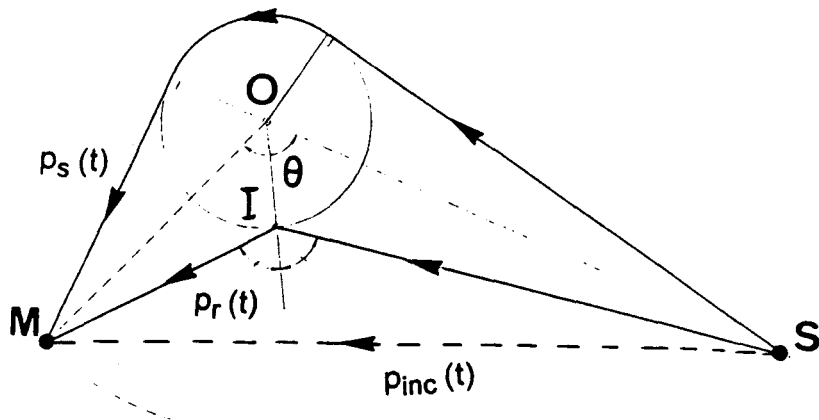


Figure II-3: Diffraction par une sphère rigide: différentes ondes reçues en M. (cf. TGD en annexe n°1)

2.1.2. CALCUL DE LA FONCTION DE FORME.

Elle est considérée comme une réponse de référence.

Les ondes émises par la source impulsionnelle ponctuelle peuvent être décrites comme étant la superposition d'ondes harmoniques. En un point M(r, θ), chaque composante harmonique de l'onde sphérique incidente s'écrit alors

$$(II-1) \quad P_i(\omega, r, \theta) = P(\omega) \frac{e^{ikR}}{R}$$

$k = \omega/c$: nombre d'onde,

ω : pulsation,

c : célérité de l'onde dans l'air.

$$R = SM = (r^2 + r_0^2 - 2 r r_0 \cos(\theta))^{1/2}$$

L'écriture de la dépendance temporelle en $e^{-i\omega t}$ sera omise dans les relations suivantes.

L'introduction de la décomposition en série modale de chaque harmonique [10] permet d'écrire pour la composante spectrale de l'onde incidente en M,

$$(II-2) P_i(\omega, r, \theta) = ik P(\omega) \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) h_n^{(1)}(kr_0) j_n(kr) P_n(\cos \theta); r < r_0$$

$j_n()$: fonction de Bessel sphérique d'ordre n de première espèce,

$h_n^{(1)}()$: fonction de Bessel sphérique de troisième espèce (fonction de Hankel),

$P_n(\cos \theta)$: polynôme de Legendre.

Le spectre de Fourier de l'onde de pression incidente en O, en absence de sphère, donne le coefficient d'amplitude de chaque composante spectrale sphérique.

$$(II - 3) P_o(\omega) = P_i(\omega, 0, \pi) = P(\omega) \frac{e^{ikr_0}}{r_0}$$

Chaque composante spectrale de l'onde diffractée en $M(r, \theta)$ admet une décomposition en harmoniques sphériques qui doit satisfaire la condition de radiation à l'infini, elle est symétrique en r et r_0 . La décomposition s'écrit alors

$$(II - 4) P_d(\omega) = P_d(\omega, r, \theta) = ik P(\omega) \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) h_n^{(1)}(kr_0) h_n^{(1)}(kr) g_n^{d(r)}(X) P_n(\cos \theta)$$

$X = ka$; $k = \omega / c$, c : célérité de l'onde dans l'air, ω : pulsation.

$g_n^{d(r)}(X)$: coefficient dépendant des conditions aux limites de la sphère, ici, pour

une sphère rigide, l'onde de pression totale doit satisfaire une condition de Neumann à la surface de la sphère d'où

$$(II - 5) \quad g_n^{d(r)}(X) = -j'_n(X)/h_n^{(1)}(X)$$

$j'_n()$ et $h_n^{(1)}()$ sont les dérivées des fonctions de Bessel sphériques.

La fonction de transfert $H(\omega)$ est prise entre l'onde diffractée en $M(r, \theta)$ et l'onde incidente en O .

$$(II - 6) \quad \begin{cases} p_o(t) \xleftrightarrow{\text{F.F.T.}} P_o(\omega) \\ p_d(t) = h(t) * p_o(t) \xleftrightarrow{\text{F.F.T.}} P_d(\omega) = H(\omega) \cdot P_o(\omega) \\ H(\omega) = P_d(\omega) / P_o(\omega) \end{cases}$$

$h(t)$: réponse impulsionnelle.

$$(II - 7) \quad H(\omega) = ik r_o e^{-ikr_o} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) h_n^{(1)}(kr_o) h_n^{(1)}(kr) g_n^{d(r)}(X) P_n(\cos \theta).$$

Elle caractérise la réponse en fréquence de la cible; la convergence des séries est obtenue pour $n > 1.5 X$.

Compte tenu de la forme asymptotique des fonctions de Hankel, on écrit, en introduisant la fonction de forme $f(r, \theta, X)$, l'onde diffractée en M :

$$(II - 8) \quad P_d(\omega) = \frac{a}{2r} f(r, \theta, X) e^{-ikr} P(\omega) \cdot \frac{e^{ikr_o}}{r_o}.$$

Par identification à II-4 on obtient la fonction de forme écrite comme une somme de contributions modales:

$$(II - 9) \quad f(r, \theta, X) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(r, \theta, X).$$

Lorsque la source et le point d'observation sont à grande distance, il vient:

$$(II - 10) \quad f_{\infty}(\theta, X) = (2 / X) \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{n+1} (2n+1) g_n^{d(r)}(X) P_n(\cos \theta)$$

2.1.3. CALCUL DES SIGNAUX DIFFRACTES.

Les remarques faites au paragraphe I-4.1., permettent le calcul du spectre théorique de l'onde diffractée en M à partir du spectre expérimental du signal mesuré de l'onde incidente en O et de la fonction de transfert théorique

$$(II - 11) \quad \begin{cases} p_o(t)_{\text{exp.}} \xleftarrow{\text{F.F.T.}} P_o(\omega)_{\text{exp.}} \\ p_d(t) \xleftarrow{\text{F.F.T.}} P_o(\omega)_{\text{exp.}} \cdot H(\omega) \end{cases}$$

Le signal diffracté est calculé à partir de ce spectre théorique par transformée de Fourier inverse. Etant donnée la forme de $P_o(\omega)_{\text{exp.}}$, aucune erreur notable due au filtrage fréquentiel n'est introduite dans le calcul de $P_d(\omega)$.

$$(II- 12) \quad p_d(t) \xleftarrow{\text{F.F.T.}} P_d(\omega)$$

Le calcul de la F.F.T. est fait sur $N=4096$ points, le pas d'échantillonnage en temps est égal à $2\mu\text{s}$, la résolution spectrale est voisine de 122Hz .

Les figures (II-7b à II-12b) représentent les signaux calculés et (II-13b à II-18b) les réponses en fréquence calculées.

2.2. ETUDE EXPERIMENTALE .

2.2.1. CARACTERISTIQUES DE L'EXPERIENCE.

La cible est en acier, elle est suspendue par un très fin fil d'acier tressé.

La géométrie de l'expérience est la suivante:

- diamètre de la sphère ($2a$) : 88.8mm.
- distance source-centre de la cible (r_0) : 125cm.
- distance centre de la cible-microphone (r) : 25cm.

Un microphone 1/4" (B&K) type pression est utilisé.

La température varie entre 18° et 19°C.

2.2.2. MESURE.

2.2.2.1. ACQUISITION DES SIGNAUX.

Effectuée sur 64 acquisitions, la mesure, pour un angle θ donné, est faite en deux étapes:

- Mesure de l'onde incidente en $O(\theta=\pi, r=0)$: $p_0(t)$. (figure II-4)
- Mesure de l'onde diffractée en $M(\theta, r)$: $p_T(t)$.

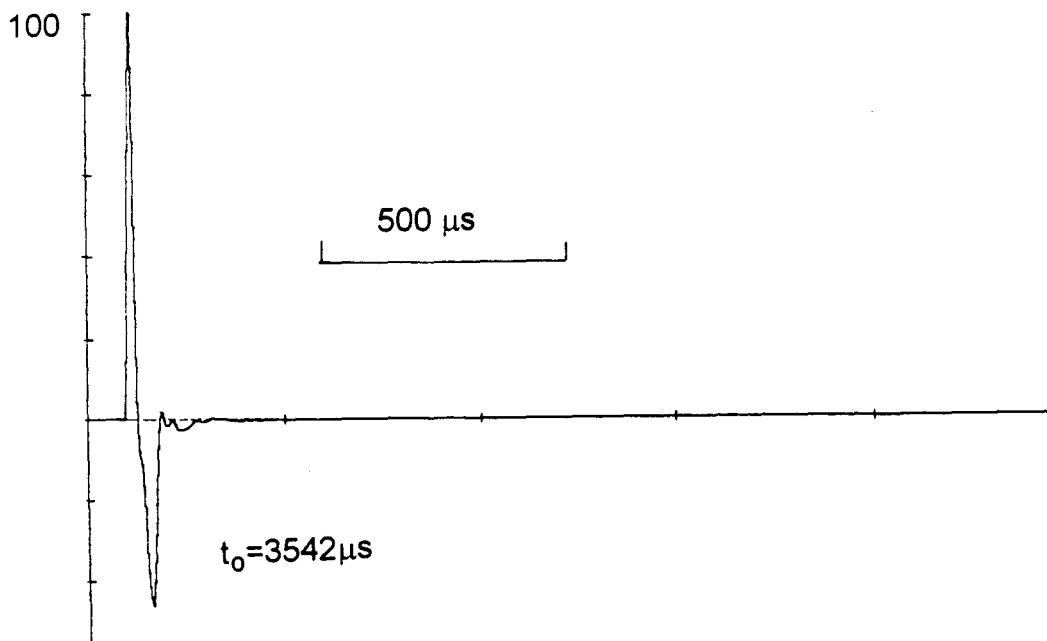


Figure II-4: Signal de l'onde incidente en O.

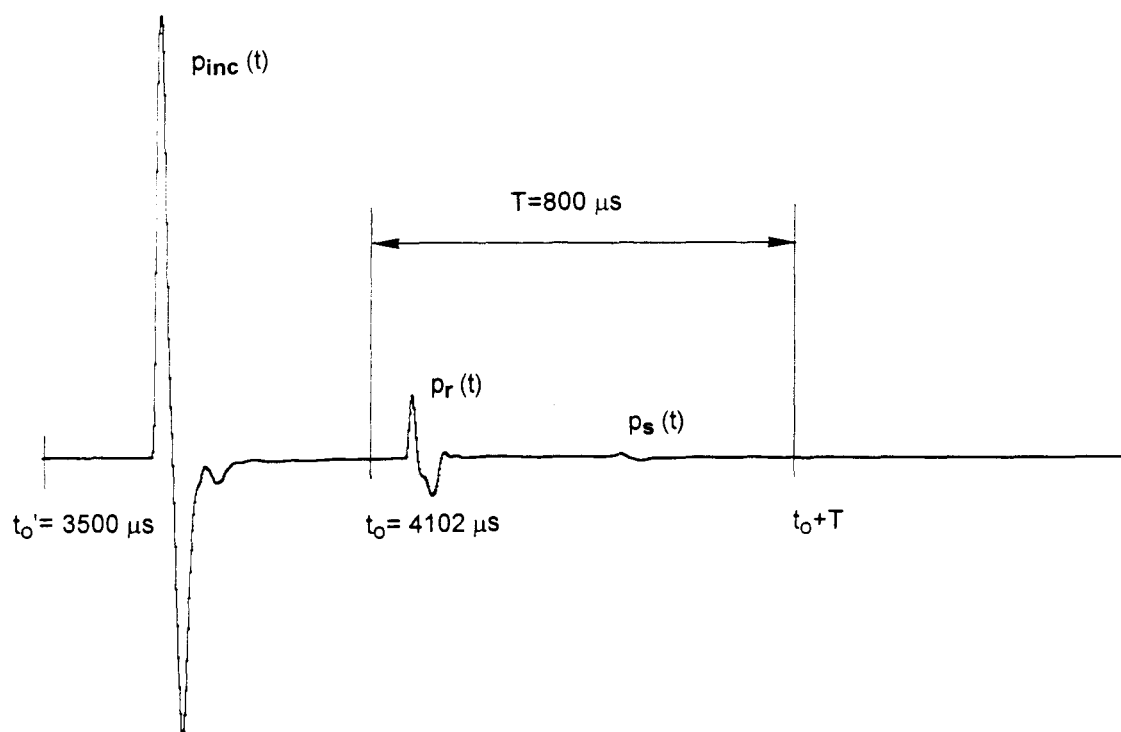


Figure II-5: *Diffraction par une sphère rigide:
Mesure de l'onde totale $p_T(t)$ reçue en M
($t_o' = 3500 \mu s$; $r_o = 1.25m$; $r = 0.25m$; $a = 4.44cm$; $\theta = 90^\circ$).*

Du signal total échantillonné (figures I-3 et II-5), on veut extraire l'onde diffractée $p_d(t)$ superposée à la traînée de l'onde incidente $p_{inc}(t)$ se propageant selon SM. Le cas $\theta=90^\circ$ sera utilisé pour illustrer le traitement.

On procède en deux temps:

. Mesure de l'onde "totale" en M avec cible (figure II-6a)

$$(II - 13) \quad p_T(t) = p_d(t) + p_{inc}(t).$$

. Mesure de l'onde "incidente" $p_{inc}(t)$ en M, cible ôtée (figure II-6b).

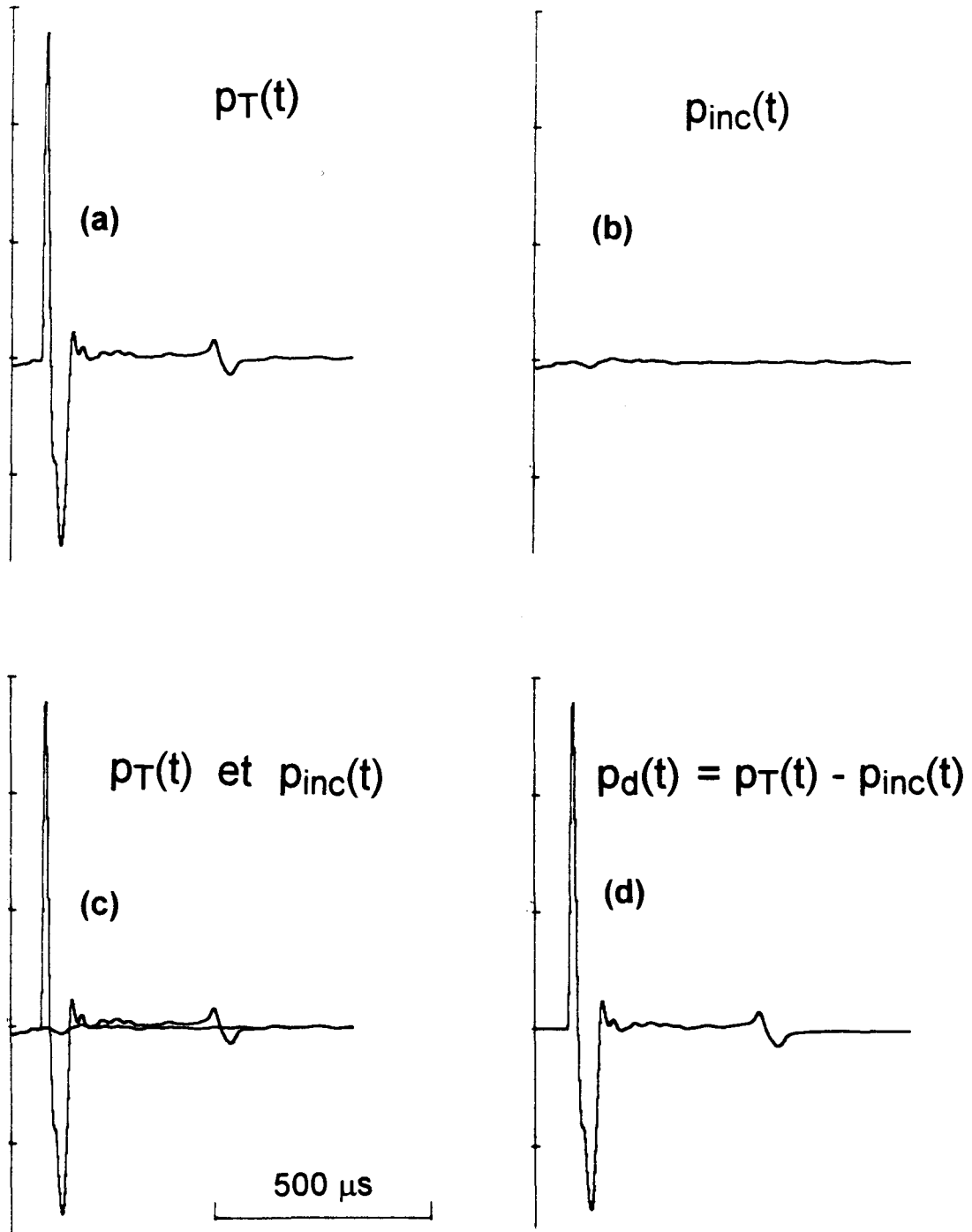


Figure II-6: Diffraction par une sphère rigide (90°):
Extraction du signal diffracté ($p_d(t)$) de l'onde totale
($p_T(t)$) reçue en M.

2.2.2.2. TRAITEMENT.

De ces deux dernières acquisitions, on extrait l'onde "diffractée" en M (figures II-6c et d):

$$(II - 14) \quad p_d(t) = p_T(t) - p_{inc}(t).$$

Les signaux sont ensuite isolés dans des fenêtres temporelles Π_{T_i} , de durée T_i . Les spectres sont calculés par FFT:

.Onde incidente en O :

$$(II - 15) \quad p_o(t) \cdot \Pi_{T1} \xleftrightarrow{\text{F.F.T.}} P_o(\omega)$$

.Onde diffractée en M:

$$(II - 16) \quad p_d(t) \cdot \Pi_{T2} \xleftrightarrow{\text{F.F.T.}} P_d(\omega)$$

Les ondes diffractées mesurées sont représentées figures (II-7a à II-12a). On en déduit la réponse en fréquence pour la diffraction en M (figures II-13a à II-18a):

$$(II - 17) \quad H_1(\omega) = P_d(\omega) / P_o(\omega).$$

Remarque:

Pour $\theta < \theta_{lim}$ ($\theta_{lim} = \text{Arccos}(a/r) + \text{Arccos}(a/r_o) \approx 168^\circ$), θ_{lim} définissant la zone d'ombre dans le cadre d'une interprétation simplifiée tenant compte de la géométrie de la propagation par la Théorie Géométrique de la Diffraction (TGD) (Annexe n°1), l'onde diffractée se compose de "l'onde réfléchie géométriquement" et d' "ondes rampantes": (figures II-7 et II-10)

$$(II - 18) \quad p_d(t) = p_r(t) + p_s(t).$$

Si ces deux ondes sont séparables dans le temps, il est possible d'isoler "l'onde réfléchie" par filtrage temporel:

$$(II - 19) \quad p_r(t) \cdot \Pi_{T3} \xleftrightarrow{\text{F.F.T.}} P_r(\omega),$$

et alors de calculer la réponse en fréquence pour la réflexion en M:

$$(II - 20) \quad H_2(\omega) = P_r(\omega) / P_o(\omega)$$

Pour $\theta > \theta_{lim}$, le signal diffracté est composé d'ondes rampantes se propageant de part et d'autre de la cible.

Le traitement selon la relation ($p_d(t) = p_T(t) - p_{inc}(t)$) permet en particulier d'extraire l'onde diffractée lorsque le point de réception se trouve dans la zone d'ombre, cas où $p_{inc}(t)$ et $p_d(t)$ ne peuvent être observés séparément lors de l'acquisition de $p_T(t)$. Ce cas est illustré par les figures II-11. et 12 .

2.3. RESULTATS.

Les résultats sont, pour une géométrie donnée:

- .le signal de l'onde diffractée,
- .la réponse en fréquence de l'onde diffractée $ka \in [0.1, 21]$, et éventuellement de celle de l'onde réfléchie.

La confrontation des résultats expérimentaux à ceux issus du calcul est faite au niveau des figures II-7 à II-18.

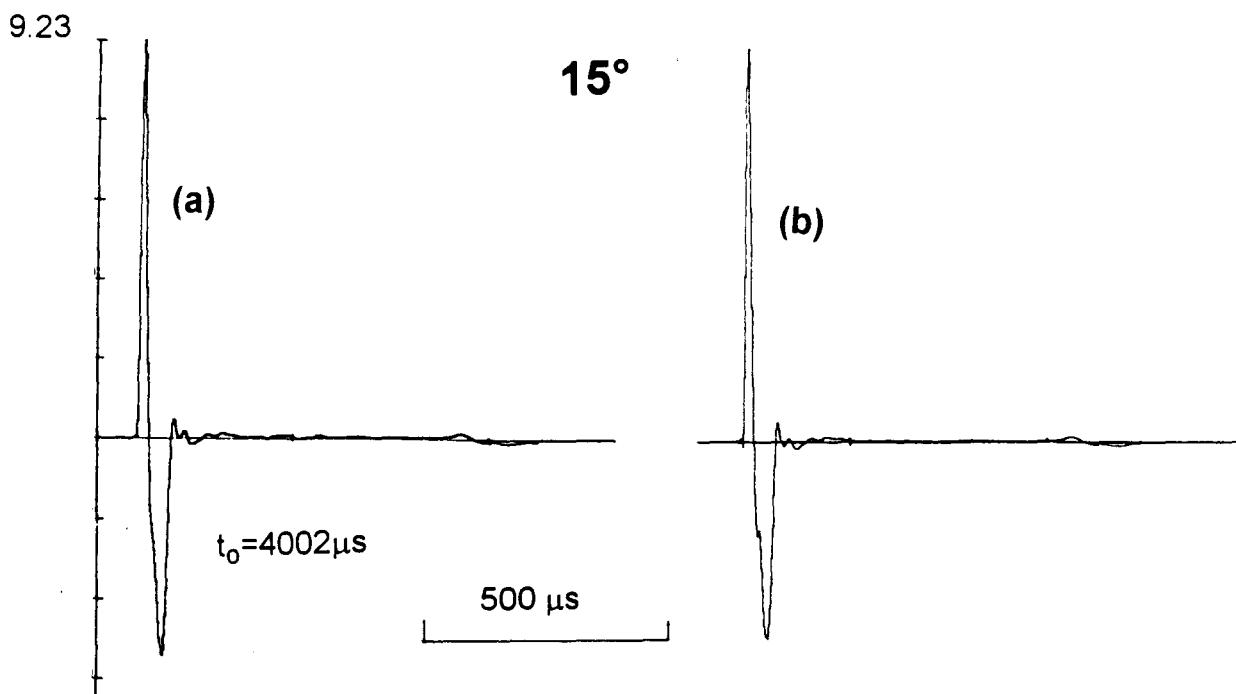


Figure II-7: Diffraction par une sphère rigide $p_d(t)$ (15°):
a: mesure; b: calcul.

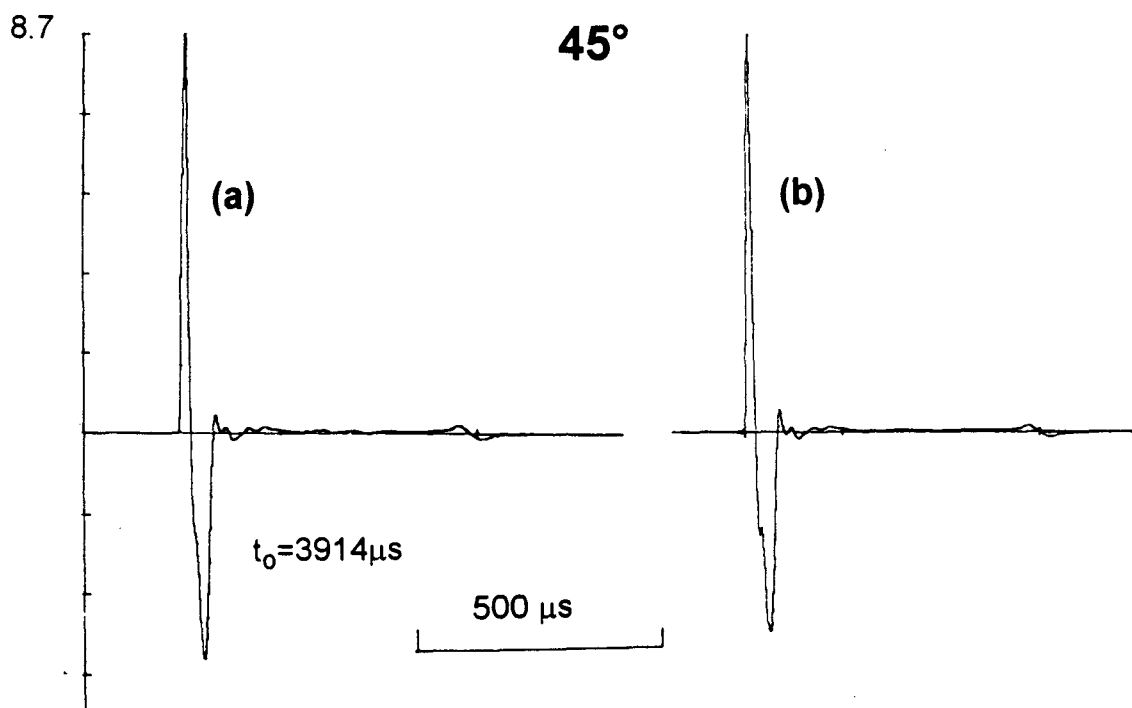


Figure II-8: Diffraction par une sphère rigide $p_d(t)$ (45°):
a: mesure; b: calcul.

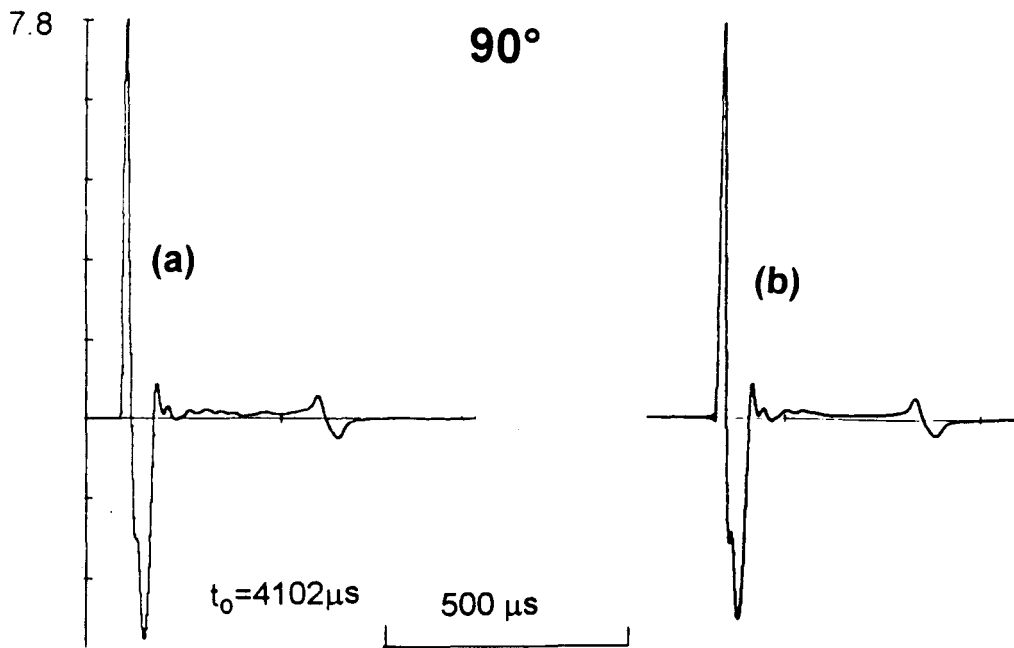


Figure II-9: Diffraction par une sphère rigide $p_d(t)$ (90°):
a: mesure; b: calcul.

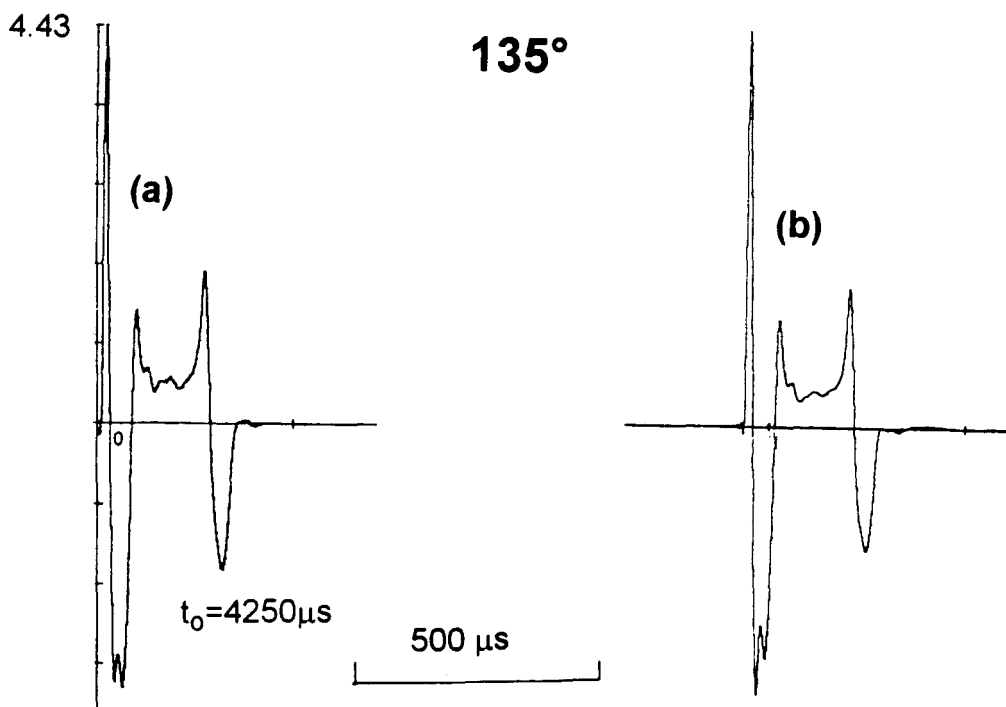


Figure II-10: Diffraction par une sphère rigide $p_d(t)$ (135°):
a: mesure; b: calcul.

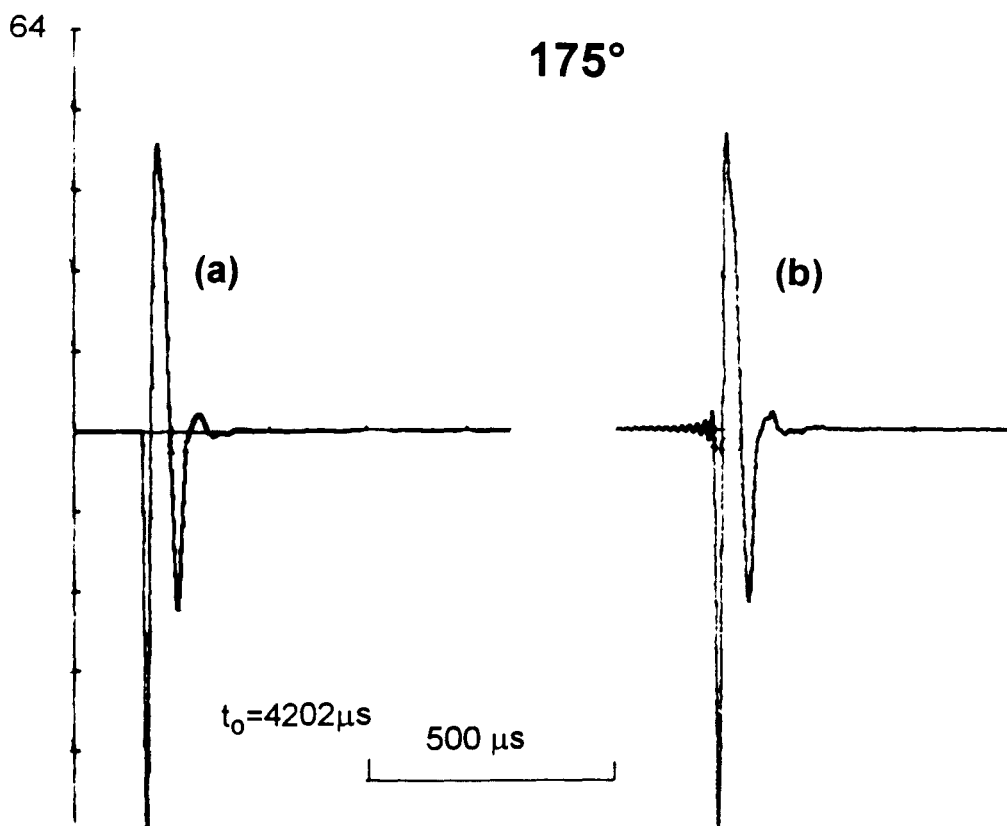


Figure II-11: Diffraction par une sphère rigide $p_d(t)$ (175°):
a: mesure; b: calcul.

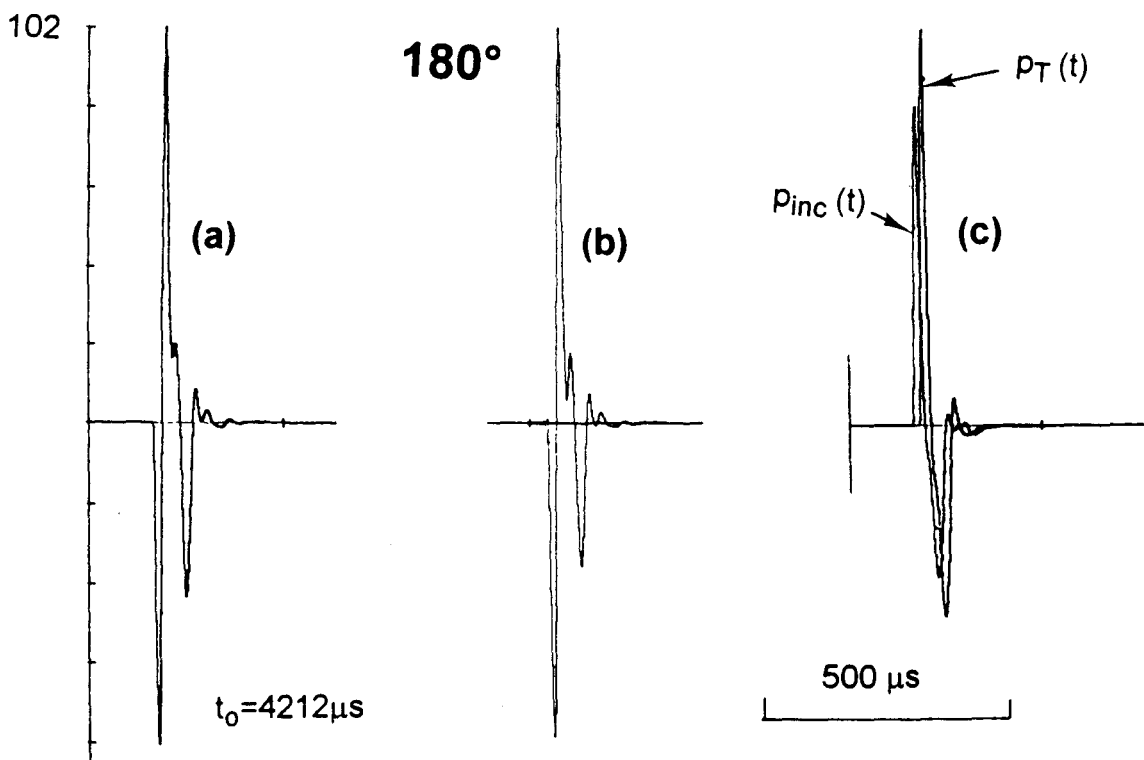


Figure II-12: Diffraction par une sphère rigide (180°):
a: mesure $p_d(t)$; b: calcul; c: ondes reçues.

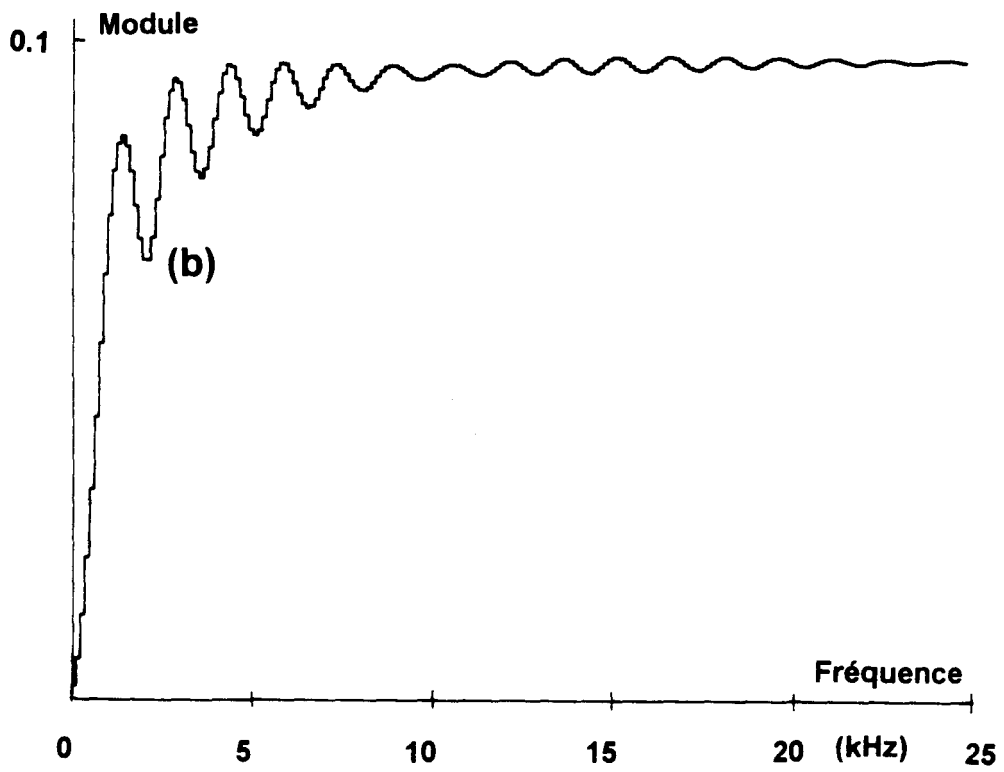
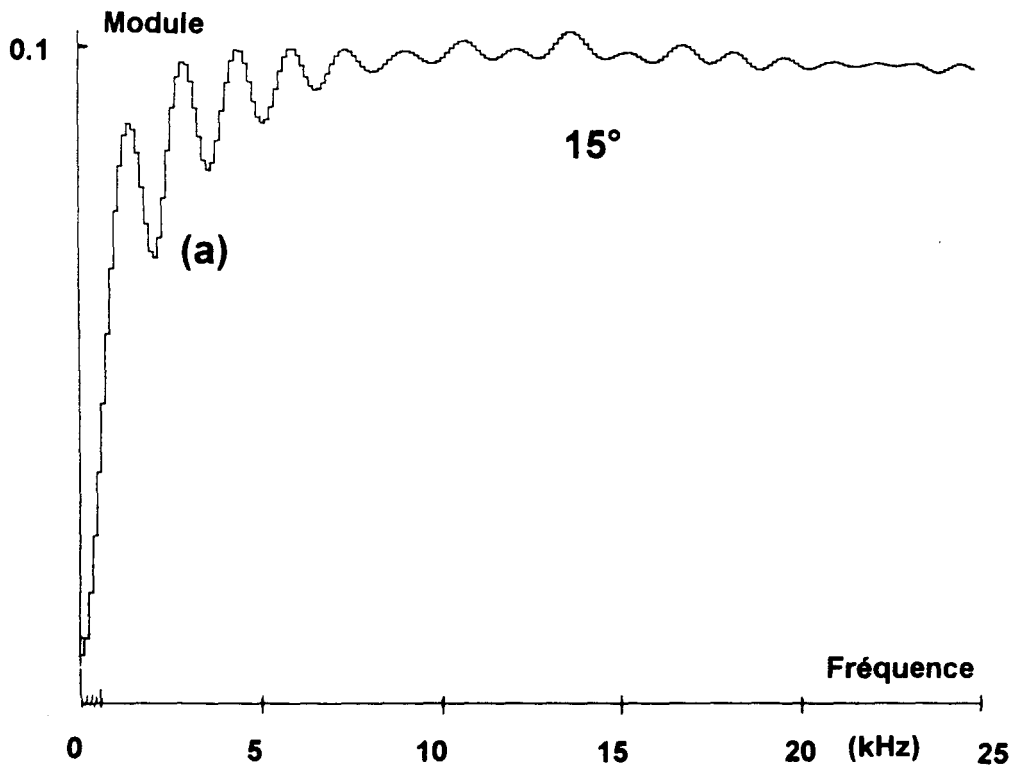


Figure II-13: Diffraction par une sphère rigide $H_d(\omega)$ (15°):
a: mesure; b: calcul.

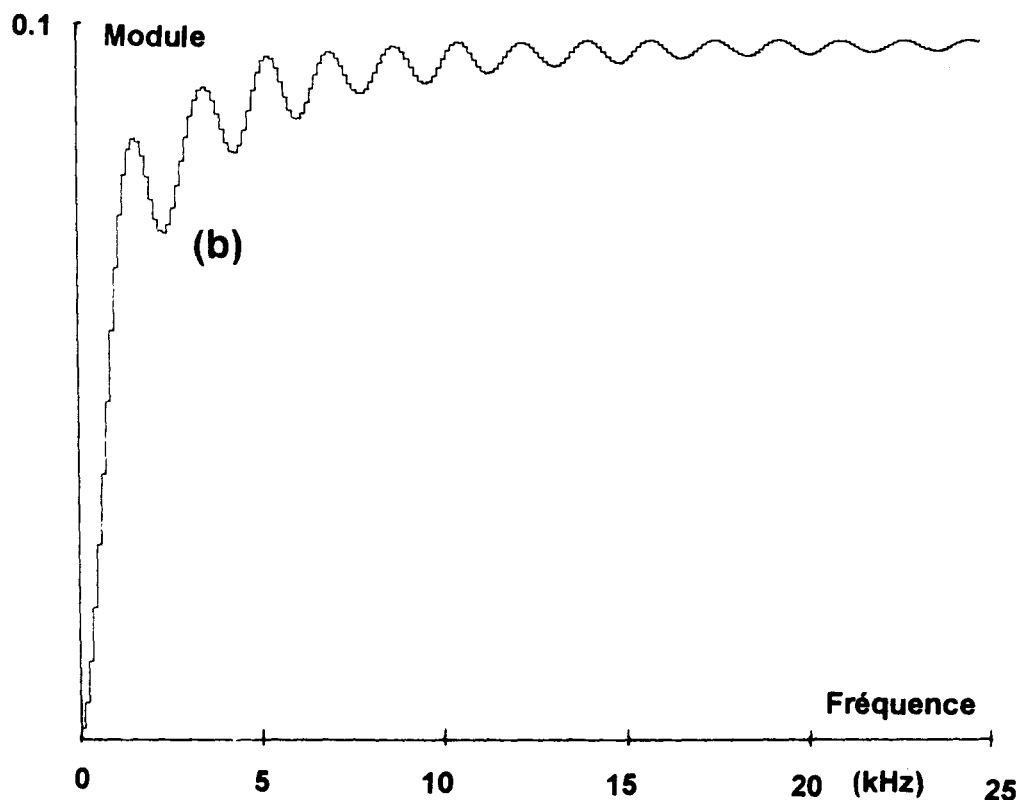
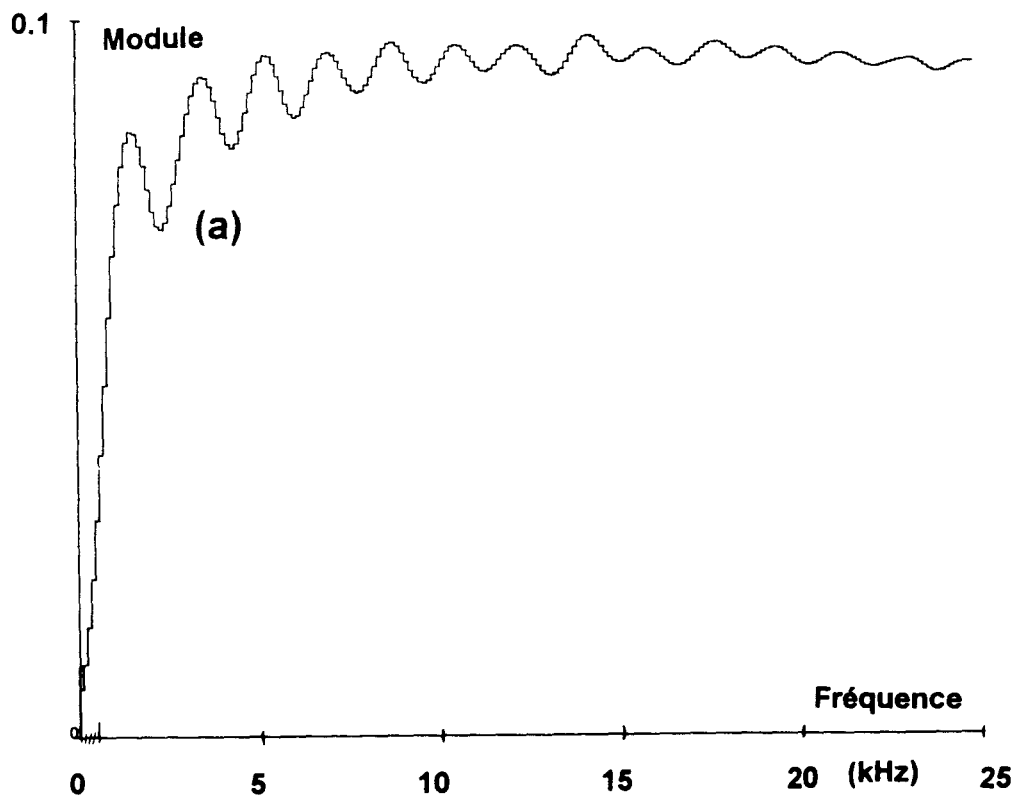


Figure II-14: Diffraction par une sphère rigide $H_d(\omega)$ (45°):
a: mesure; b: calcul.

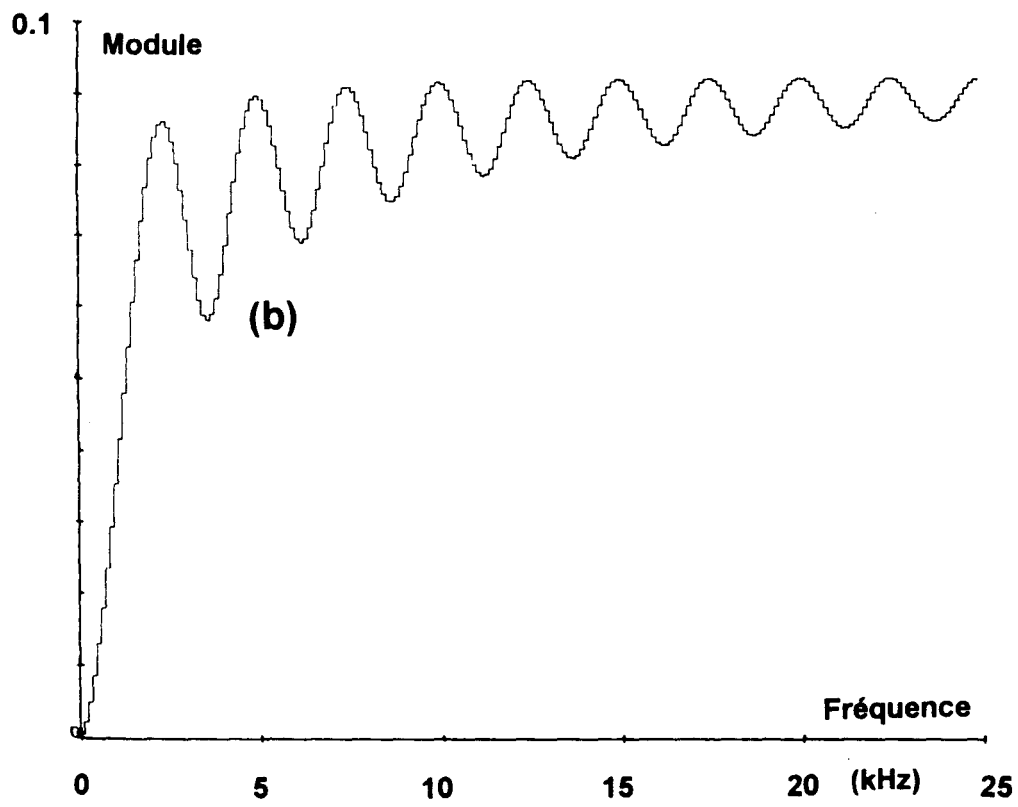
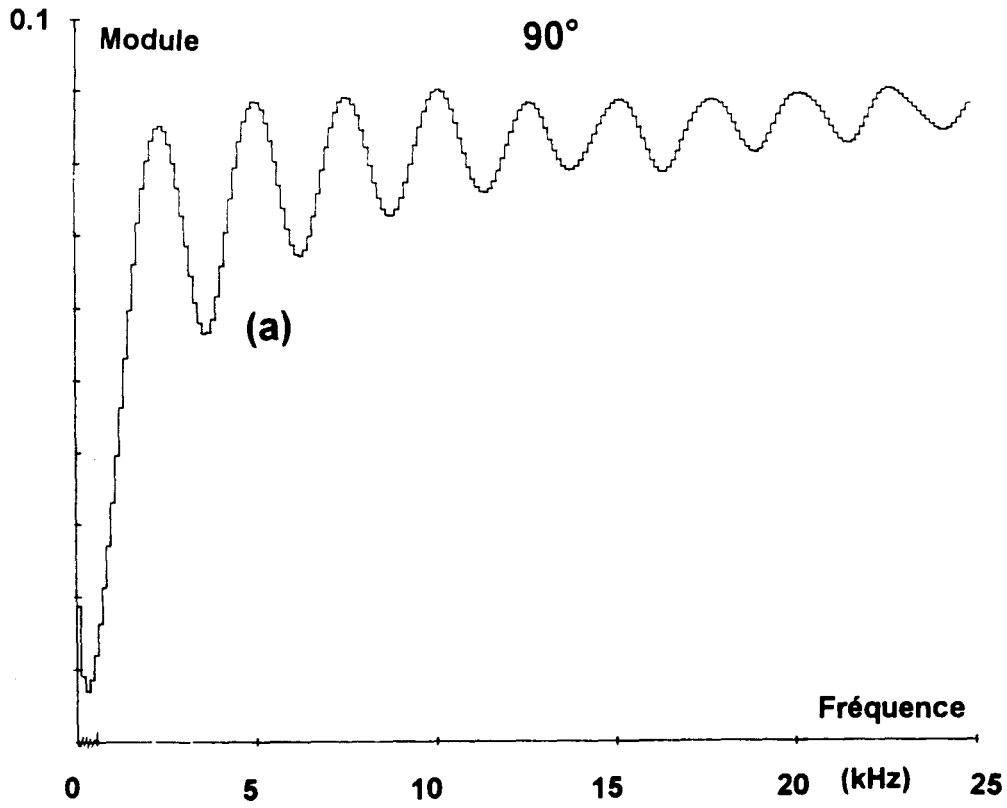


Figure II-15: Diffraction par une sphère rigide $H_d(\omega)$ (90°):
a: mesure; b: calcul.

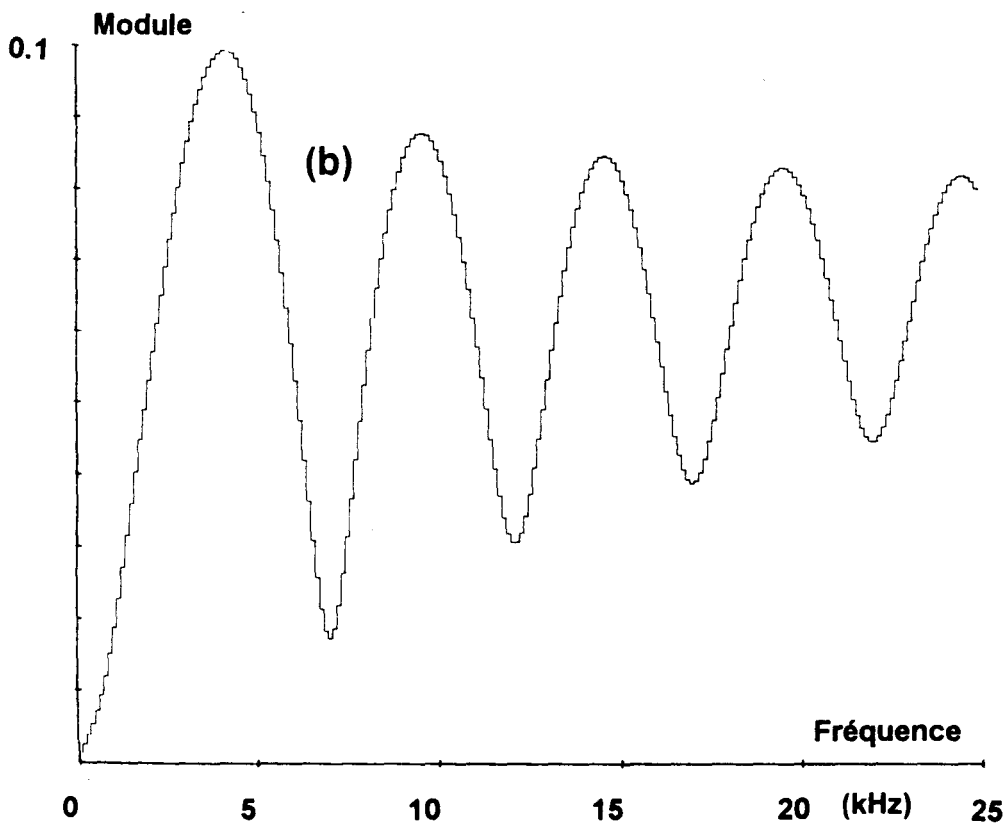
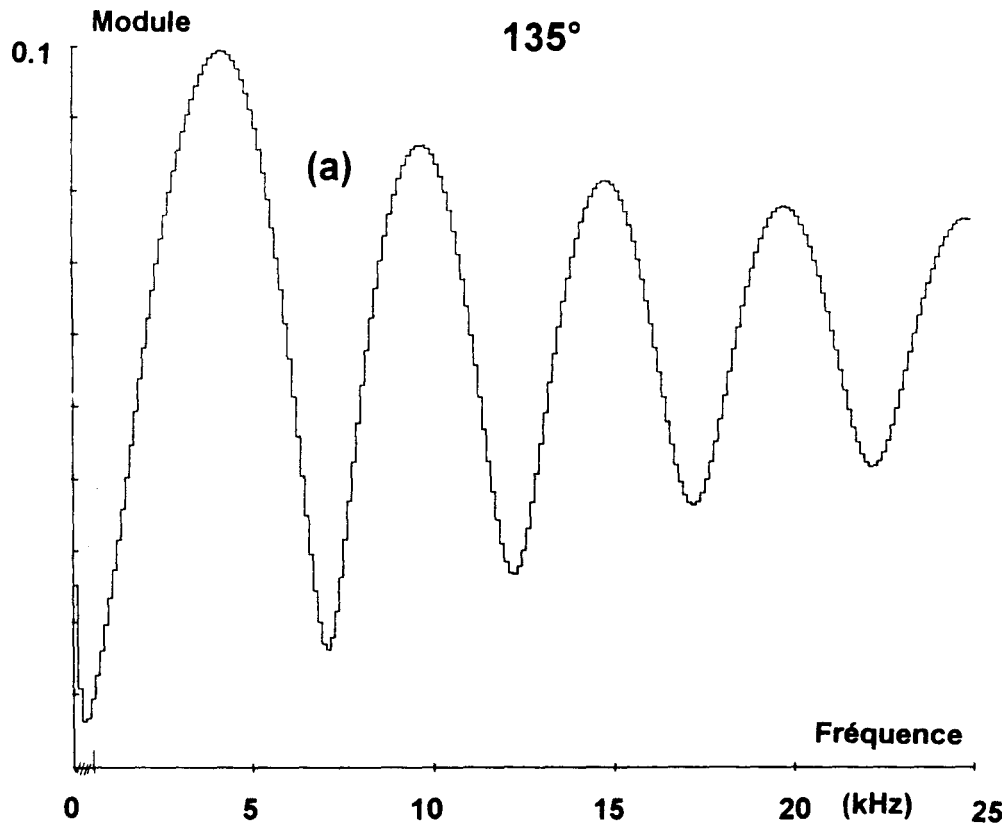


Figure II-16: Diffraction par une sphère rigide $H_d(\omega)$ (135°):
a: mesure; b: calcul.

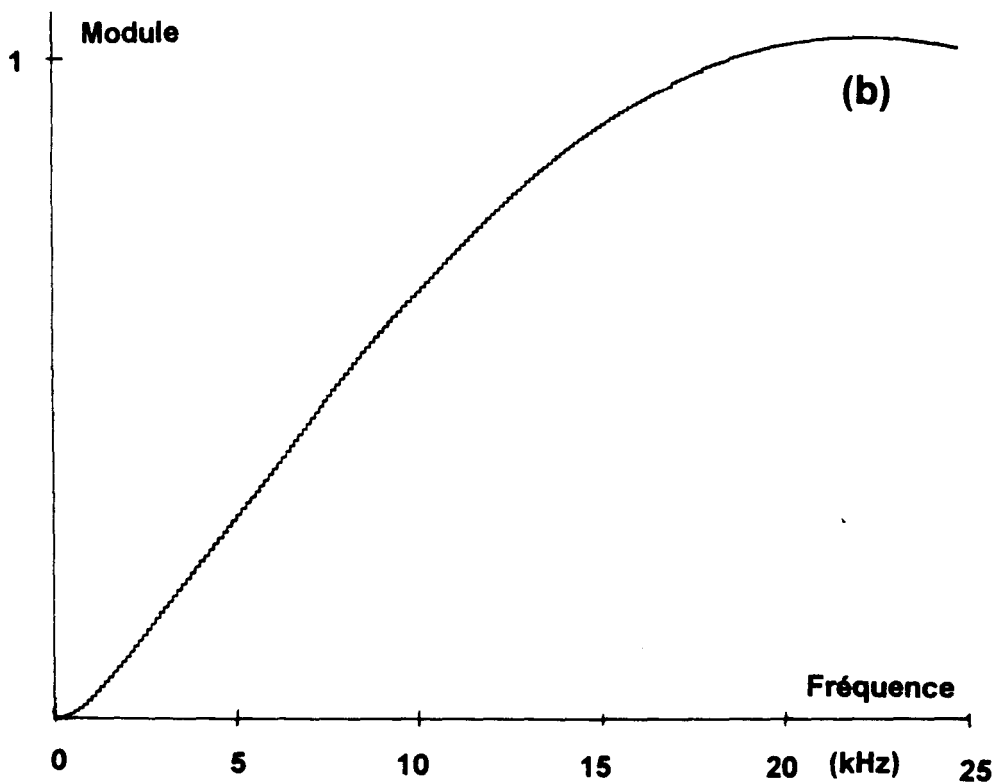
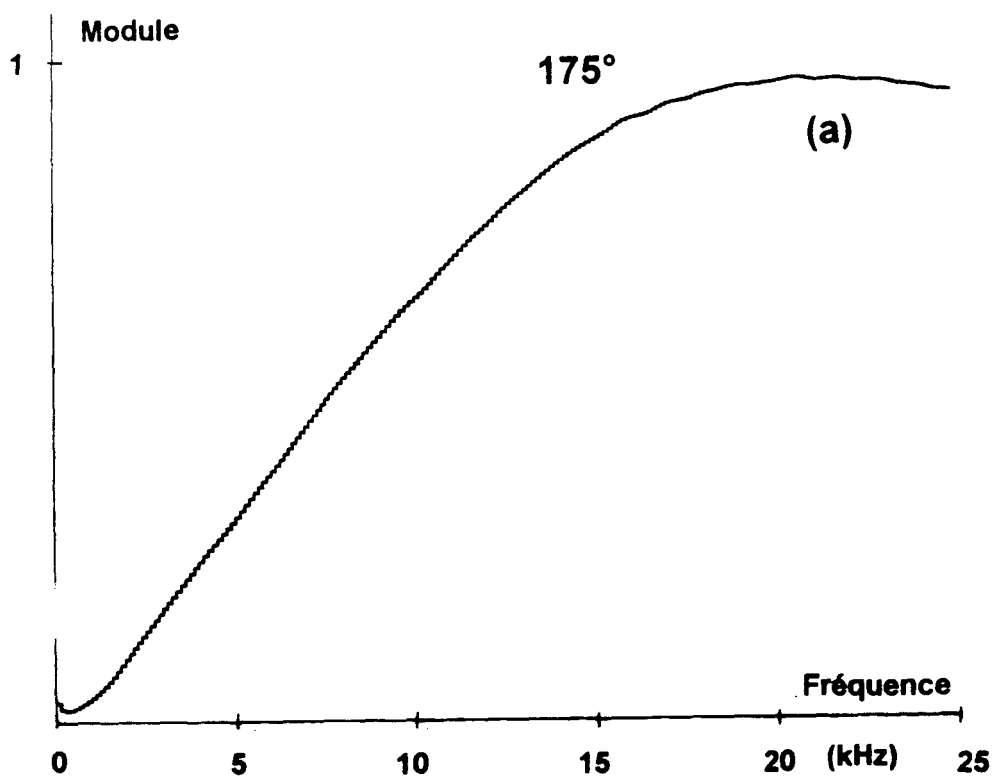


Figure II-17: Diffraction par une sphère rigide $H_d(\omega)$ (175°):
a: mesure; b: calcul.

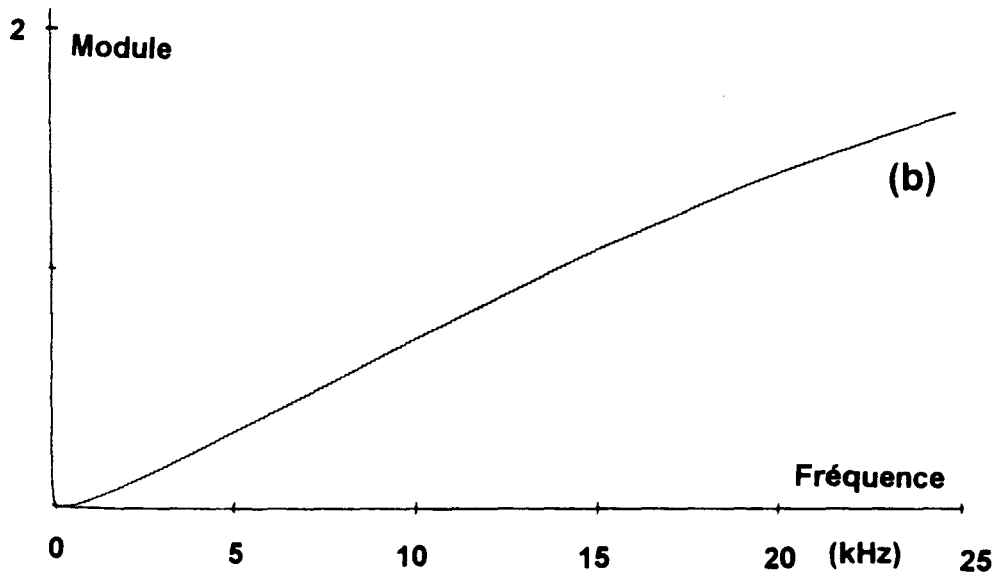
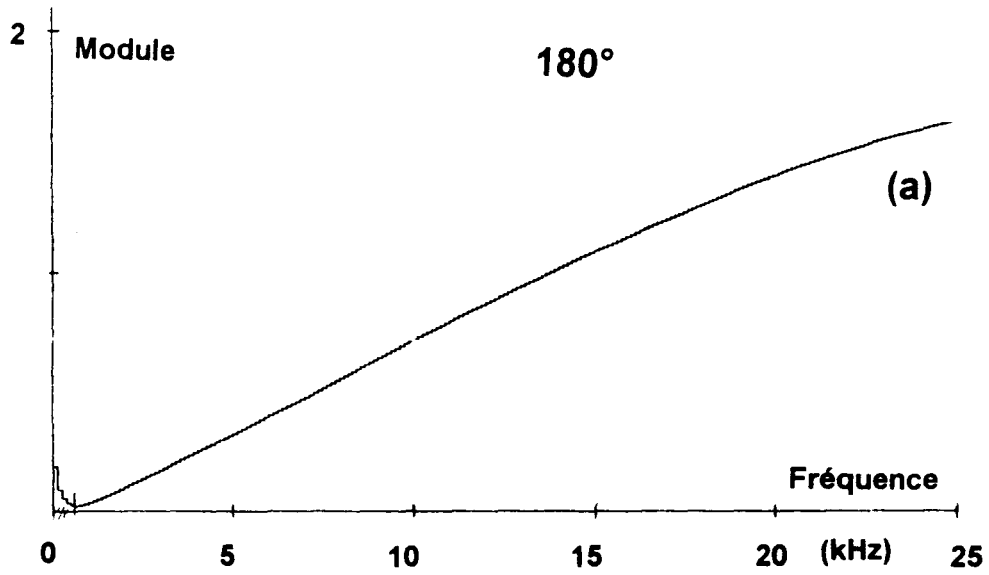


Figure II-18: Diffraction par une sphère rigide $H_d(\omega)$ (180°):
a: mesure; b: calcul.

Si le nombre d'expériences est suffisant, le diagramme de rayonnement pour une valeur choisie de $X=ka$ peut être déduit des réponses en fréquence obtenues pour chaque géométrie.

2.3.1. DANS LE DOMAINE TEMPOREL.

On note un très faible écart entre les amplitudes des signaux calculés et des signaux expérimentaux. L'origine de chaque signal expérimental, coïncide avec l'instant t_0 du filtrage utilisé. Tenant compte du filtrage temporel adopté lors du calcul du spectre de $p_0(t)$, les écarts entre les instants d'arrivée des signaux théoriques et expérimentaux restent inférieurs à quelques μs .

Dans la zone éclairée, l'onde reçue débute par un signal qui représente l'onde réfléchie par la surface illuminée de la sphère, et ayant suivi un trajet correspondant sensiblement à SI+IM (figure II-3). Il s'agit de l'onde réfléchie spéculaire. La figure II-19 montre l'évolution de la valeur crête de cet écho par rapport à θ . Puis, on observe qu'une seule onde circonférentielle avec une atténuation et un éloignement par rapport à l'onde réfléchie $p_r(t)$ qui augmente lorsque θ diminue. Ceci traduit une augmentation du trajet circonférentiel, cependant, la distorsion de l'onde de Franz est faible. Sous réserve des variations de température lors des différentes mesures et de la précision de centrage de la cible, le repérage des délais d'arrivée de cette onde circonférentielle en fonction de θ permet d'estimer sa vitesse de groupe ($c_g \approx 341 \text{ m/s}$). L'amplitude relative de cette onde exprimée par rapport à l'amplitude de l'onde incidente en O (figure II-20). suit l'évolution de la composante de la première onde circonférentielle calculée à 10kHz par TGD (Annexe 1; relation A1-3 avec $n=0$)

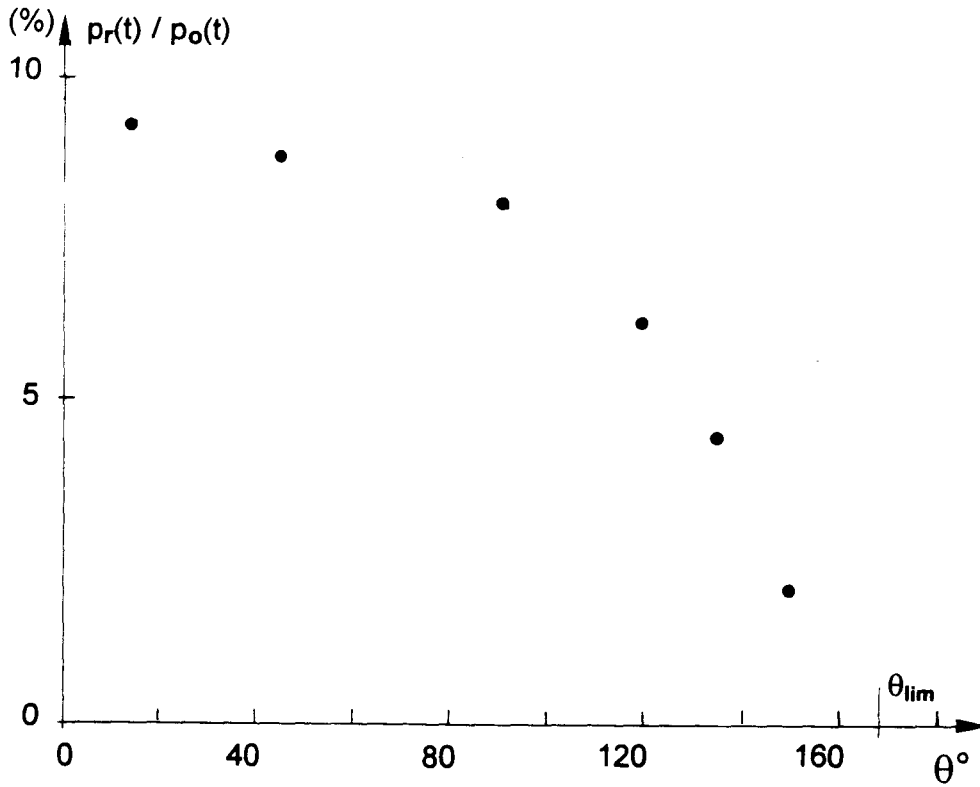


Figure II-19: Diffraction par une sphère rigide :
Evolution, en fonction de θ , de la valeur crête de $p_r(t)$
par rapport à celle de $p_o(t)$.

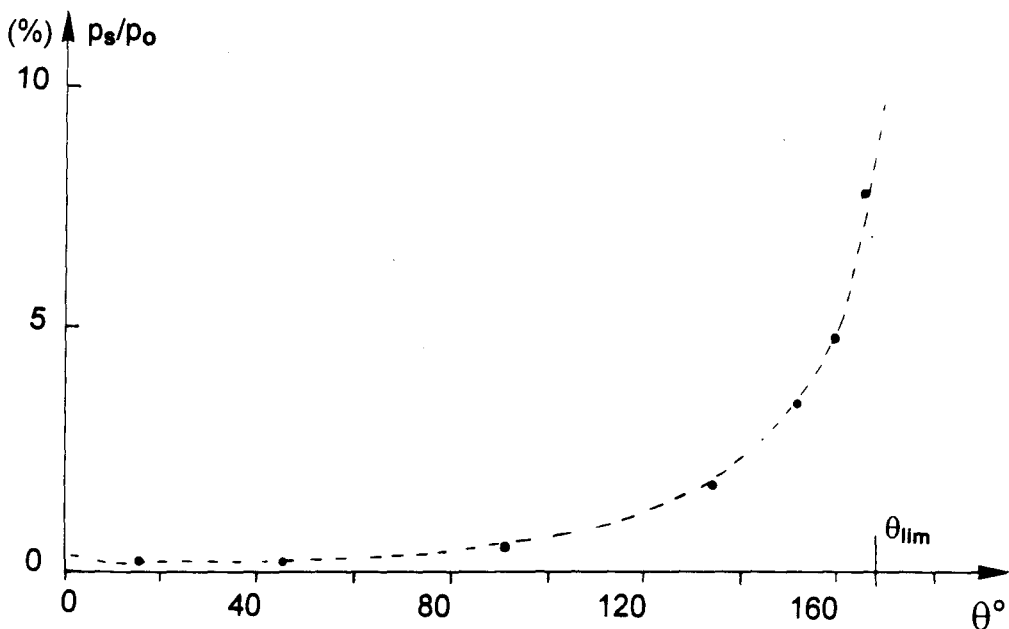
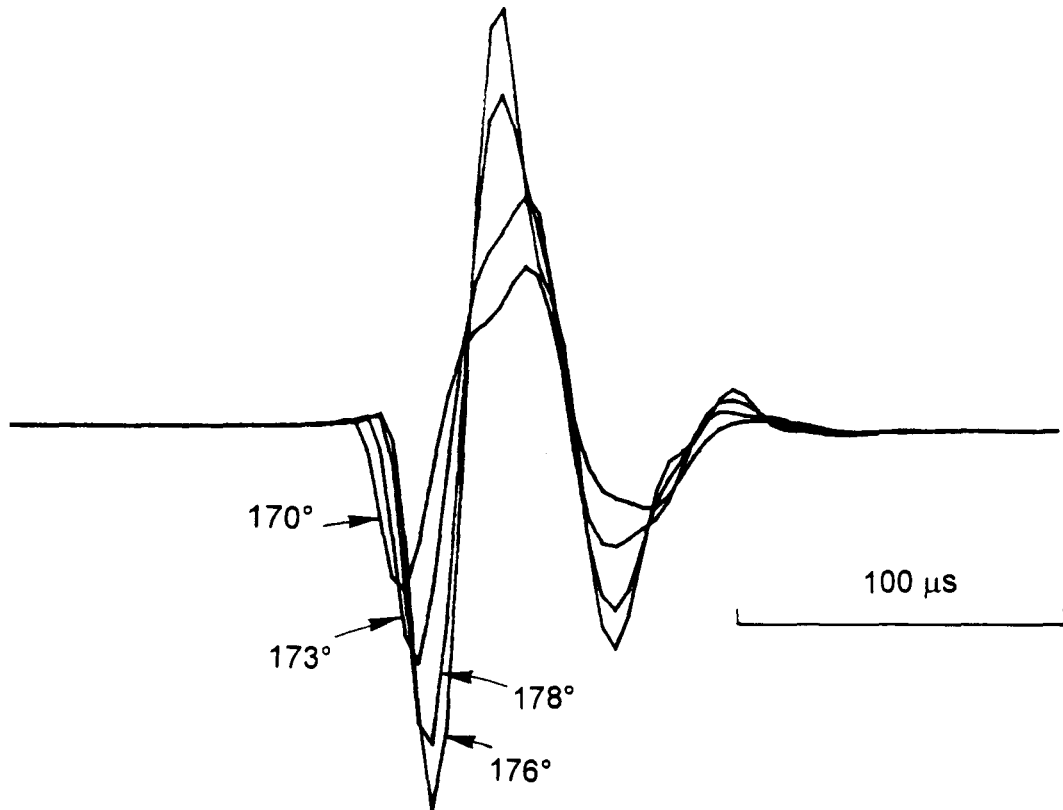


Figure II-20: Diffraction par une sphère rigide :
Evolution de la valeur crête de $p_s(t)$ par rapport à celle
de $p_o(t)$; comparaison à l'amplitude calculée à 10kHz par
la TGD (relation A1-3, $n=0$).



*Figure II-21: Diffraction par une sphère rigide :
Calcul de l'onde dans la zone d'ombre pour
différents θ .*

Dans la zone de transition ($m^{-1} \approx 35^\circ$ à 10 kHz) l'amplitude de l'onde réfléchie décroît rapidement ; de faible amplitude, "mélangée" à une nouvelle onde circumférentielle, on ne peut plus la distinguer lorsque θ se rapproche de θ_{lim} .

Dans la zone d'ombre, on observe, difficilement totalement séparables dans le temps, les contributions des deux ondes circumférentielles (figure II-21); la mesure de leur amplitude relative et la confrontation avec les résultats de la TGD sont alors délicates, toutefois l'amplitude de l'écho le plus précoce semble croître avec θ . L'évolution des temps respectifs d'arrivée des échos montre que le premier, arrive de plus en plus tard; il correspond à l'onde circumférentielle apparue pour θ voisin de θ_{lim} . Le second, arrivant de plus en plus tôt,

correspond à l'évolution avec θ de l'onde circonférentielle observée en zone éclairée.

2.3.2. DANS LE DOMAINE FREQUENTIEL.

Les réponses en fréquence représentées jusqu'à 25 kHz ($ka \approx 21$), montrent un bon accord entre les résultats expérimentaux et théoriques. Cependant, en basses fréquences (≤ 0.5 kHz), on note la présence d'une perturbation liée au filtrage temporel utilisé pour le traitement (§I-4.3.).

En hautes fréquences, les courbes des fonctions de transfert expérimentales sont situées très légèrement en dessous des courbes calculées. Le balancement presque imperceptible de la cible au moment de l'essai en est certainement la cause principale [11] car ce phénomène s'accroît lorsque l'on provoque une petite oscillation de celle-ci. Dans ce cas, le signal temporel perd également en résolution.

Les ondulations des fonctions de transfert sont régulièrement espacées (Δf), elles sont dues à l'écart (Δt) entre les échos constituant les signaux temporels ($\Delta f \approx 1/\Delta t$).

Les valeurs asymptotiques prises par les fonctions de forme en fonction de θ suivent l'évolution de l'onde réfléchi géométriquement calculée par la TGD (formule A I-2) (figure II-22). Lorsque θ se rapproche de θ_{lim} , l'angle d'incidence expérimental est plus grand que celui calculé pour une onde plane, ceci peut sous toutes réserves justifier l'écart observé.

Quelques points expérimentaux, reportés sur le diagramme de rayonnement calculé pour $X=ka=5$ (figure II-23) confirment la qualité de la mesure.

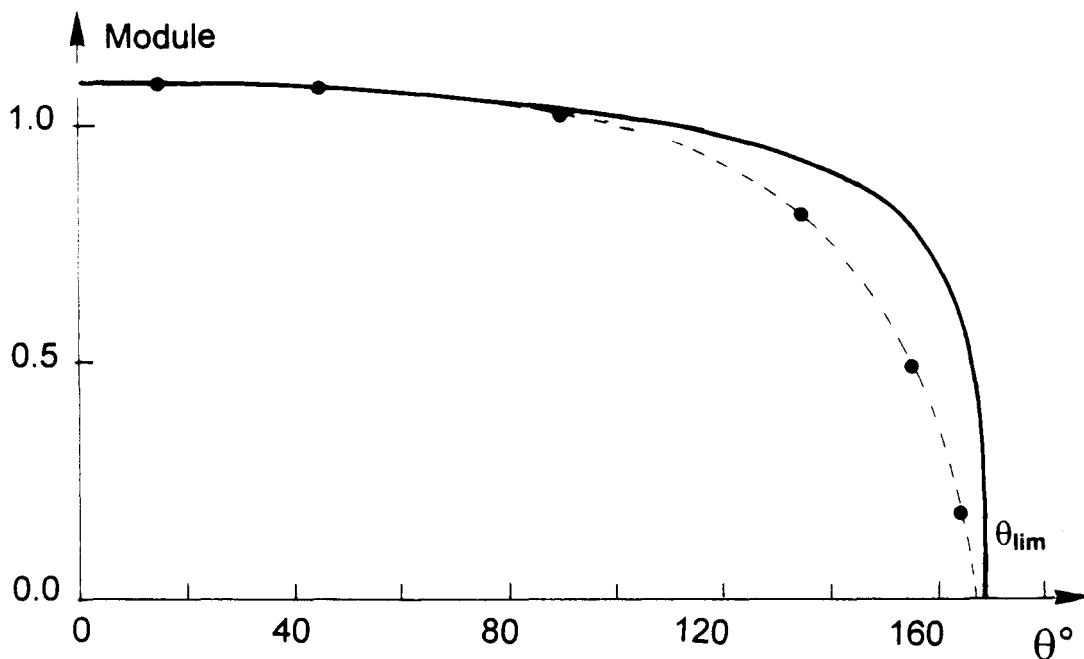


Figure II-22: Diffraction par une sphère rigide : Evolution des valeurs asymptotiques (100kHz) des fonctions de transfert calculées; comparaison au terme de divergence calculé (A1-2).

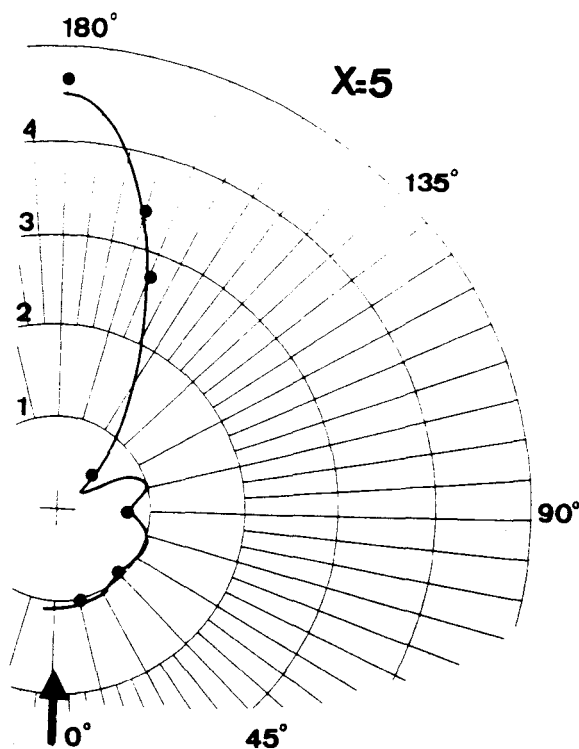


Figure II-23: Diffraction par une sphère rigide : Représentation de $f(\theta) = (2r/a) \cdot (P_d(\omega)/P_o(\omega))$.

2.4. CONCLUSION.

L'accord entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux est très bon tant dans le domaine temporel que dans le domaine spectral. Les faibles écarts constatés peuvent s'expliquer par des erreurs liées à l'appareillage mais aussi par les variations de température et par l'imprécision dans la détermination des distances et de l'angle θ introduits lors des calculs théoriques.

Cette étude valide le dispositif expérimental ainsi que la méthode de mesure et de traitement.

3. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DIFFRACTION PAR UN CYLINDRE RIGIDE TERMINE PAR DES HEMISPHERES. [12]

La diffusion acoustique d'une onde plane monochromatique par ce corps rigide dénommé "LINE" a été calculée dans le cadre de la TGD par MM. G.Berginc et F. Molinet [13]. La construction de la solution doit prendre en compte:

- . le champ réfléchi par les deux demi-sphères et le cylindre,
- . le champ diffracté par les deux jonctions,
- . les ondes rampantes.

L'étude expérimentale vise à montrer l'importance relative de ces contributions.

3.1. CONDITIONS EXPERIMENTALES.

Le dispositif expérimental et les traitements sont semblables à ceux utilisés pour l'étude de la sphère rigide.

La géométrie est définie par: $r_0=1,5\text{m}$; $a=0,034\text{m}$, $r/a=10$.

Les trois cibles étudiées ($n^{\circ}1:L/a=3$; $n^{\circ}2:L/a=5$; $n^{\circ}3:L/a=12$; L :longueur totale de la cible) en aluminium, se comportent dans l'air comme des corps parfaitement rigides.

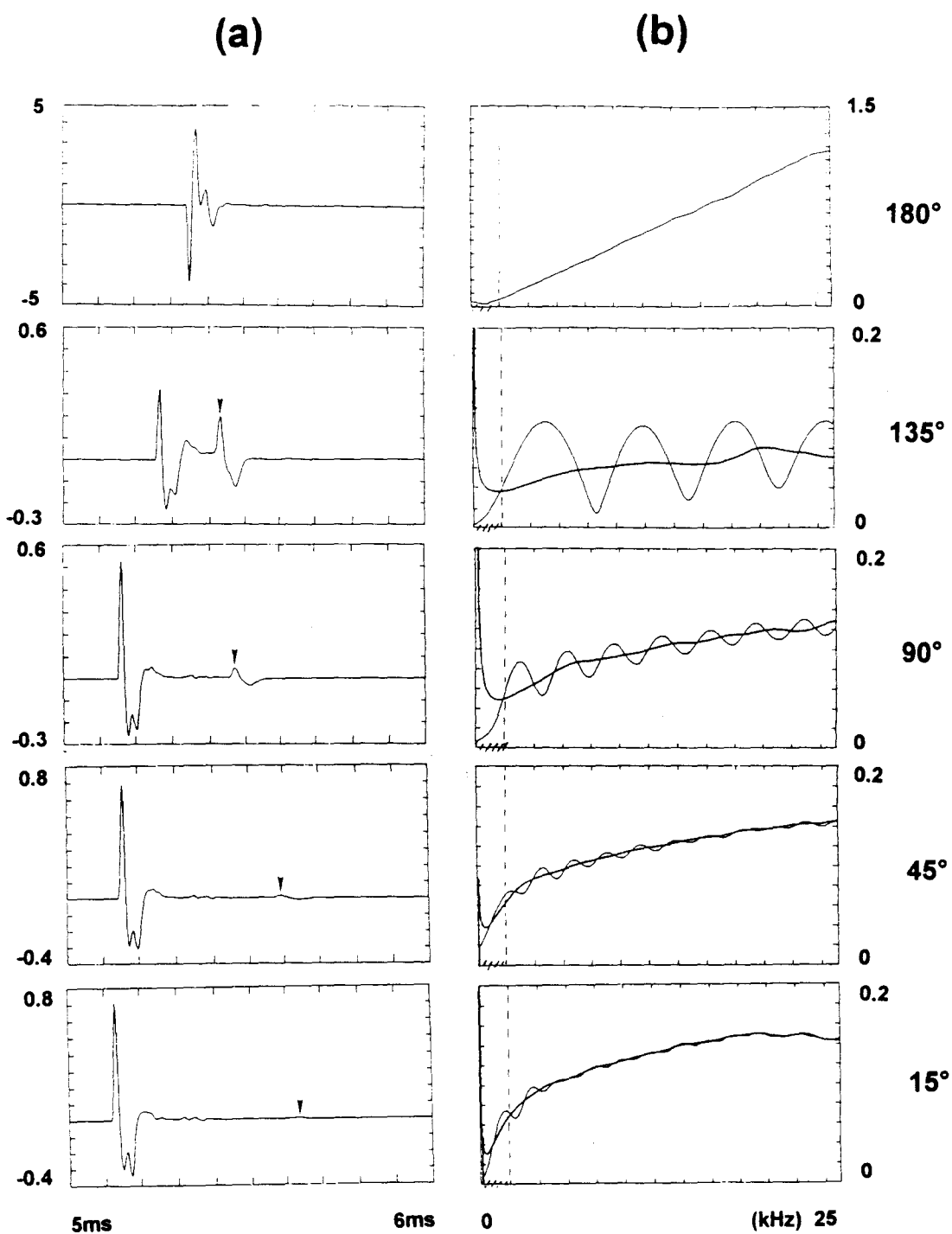
3.2. ETUDE DANS LE PLAN EQUATORIAL.

La source impulsive S et le microphone M sont placés dans le plan équatorial de la cible maintenue verticalement. $\theta_{lim} \approx 173^{\circ}$; $\theta \in [10^{\circ}-180^{\circ}]$.

3.2.1. ETUDE DE LA CIBLE $n^{\circ}1$.

Les signaux diffractés en M et les fonctions de transfert de la diffraction et de la réflexion sont représentés figures II-24. Pour $\theta < \theta_{lim}$, comme dans le cas la sphère rigide, on note l'évolution de l'onde rampante (\downarrow) et de l'onde réfléchie. Des résultats assez semblables sont obtenus pour la cible $n^{\circ}2$. Le filtrage temporel apporte une perturbation de la mesure de la fonction de transfert qui doit être limitée en BF (en particulier pour l'étude du signal 'réfléchi' lorsque $\theta \approx \theta_{lim}$).

Les diagrammes de rayonnement et du 'coefficient de réflexion' sont obtenus à partir de ces fonctions de transfert calculées pour des angles multiples de 5 degrés. Le cas correspondant à $X=ka=10$ est représenté figure II-25. A des fins de comparaison, les angles qui produisent des différences de chemin multiple entier de λ (longueur d'onde) entre l'onde réfléchie et l'onde circonférentielle sont localisés sur le graphique.



*Figure II-24: Line n°1: étude dans le plan équatorial.
a: signal diffracté en fonction de θ .
b: fonctions de transfert de l'onde réfléchie et de l'onde diffractée.*

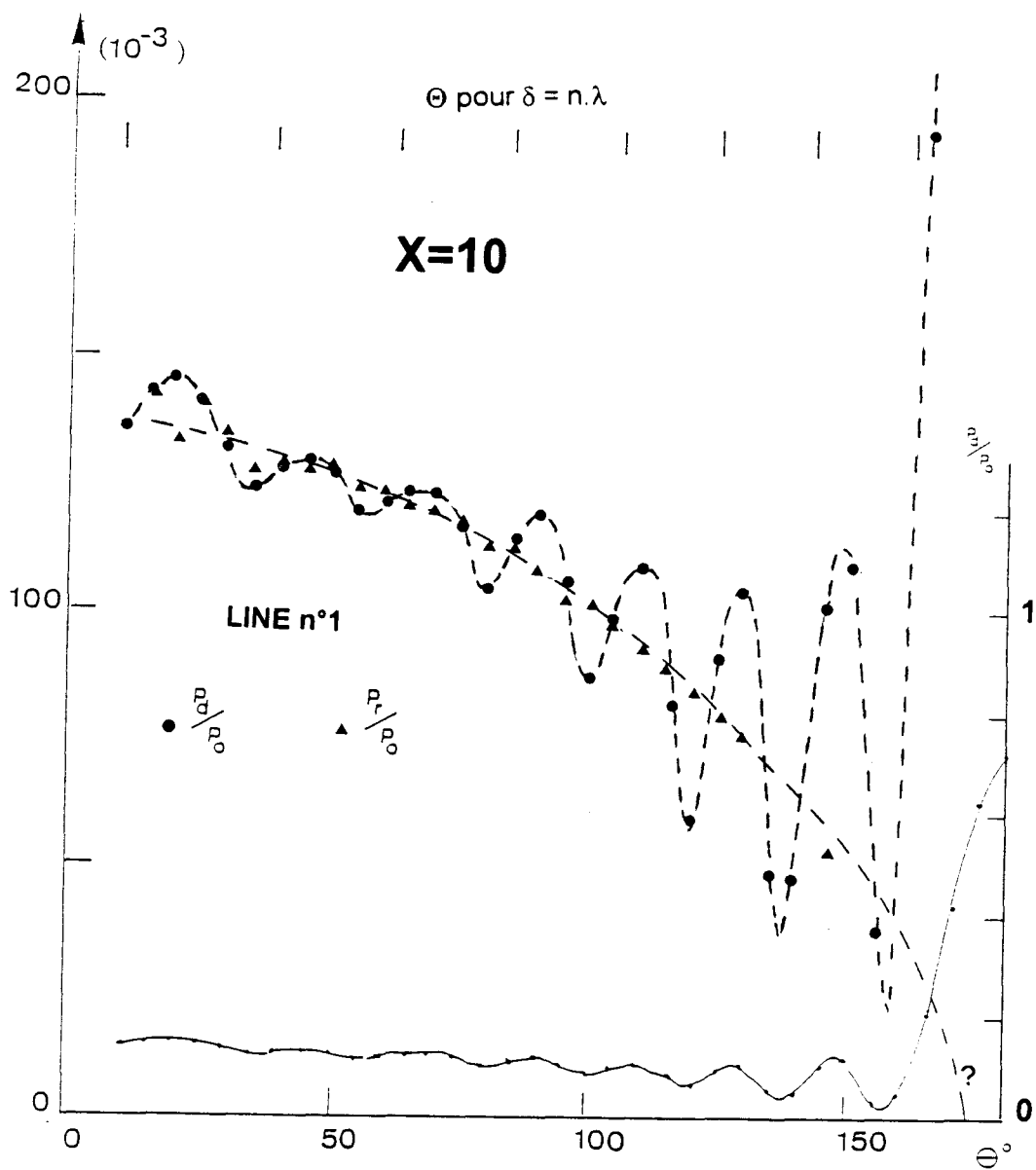


Figure II-25 Line n°1: étude dans le plan équatorial.
Diagramme de rayonnement pour X=10.

3.2.2. ETUDE DE LA CIBLE n°3.

Les mêmes mesures effectuées sur la cible de plus grand élanement permettent de séparer deux échos supplémentaires émanant des extrémités; les chemins présumés parcourus par les ondes 1,2,3 et 4 sont représentés figure II-26.

L'étude faite pour $\theta=180^\circ$ permet de mettre en évidence une onde rampante (\Downarrow) qui a parcouru un chemin tangent aux hémisphères et contenu dans le plan vertical; Sa présence se manifeste par une modulation quasi périodique de la réponse en fréquence (figure II-28).

Lorsque θ décroît, on suit l'évolution de l'amplitude de l'onde circonférentielle (chemin 3) accompagnée de cette deuxième onde rampante (chemin 4)

pour les angles 90° , 45° et 15° , on observe également un écho supplémentaire (chemin 2) intercalé entre l'onde réfléchie (1) et l'onde circonférentielle (3), pour $\theta=135^\circ$ il arrive en même temps que ce dernier et ne peut donc pas être observé. La comparaison des formes d'onde permet de vérifier que les retards, observés entre les échos 1-2 et 3-4, sont presque constants, ce qui conforte l'interprétation donnée.

Ces différents échos donnent un aspect chaotique aux fonctions de transfert.

3.2.3. ETUDE COMPARATIVE DES FORMES D'ONDES POUR LES CIBLES n° 1,2 et 3.

On note que les retards 1-2 et 3-4 sont imperceptibles pour les cibles 1 et 2 (figure II-27).

Dans la mesure de l'onde totale à $\theta=180^\circ$, l'onde rampante sur l'hémisphère arrive nettement détachée pour la cible 3; pour la cible 2, la présence de cette onde se manifeste plus clairement dans la fonction de transfert qu'elle module périodiquement (figure II-28).

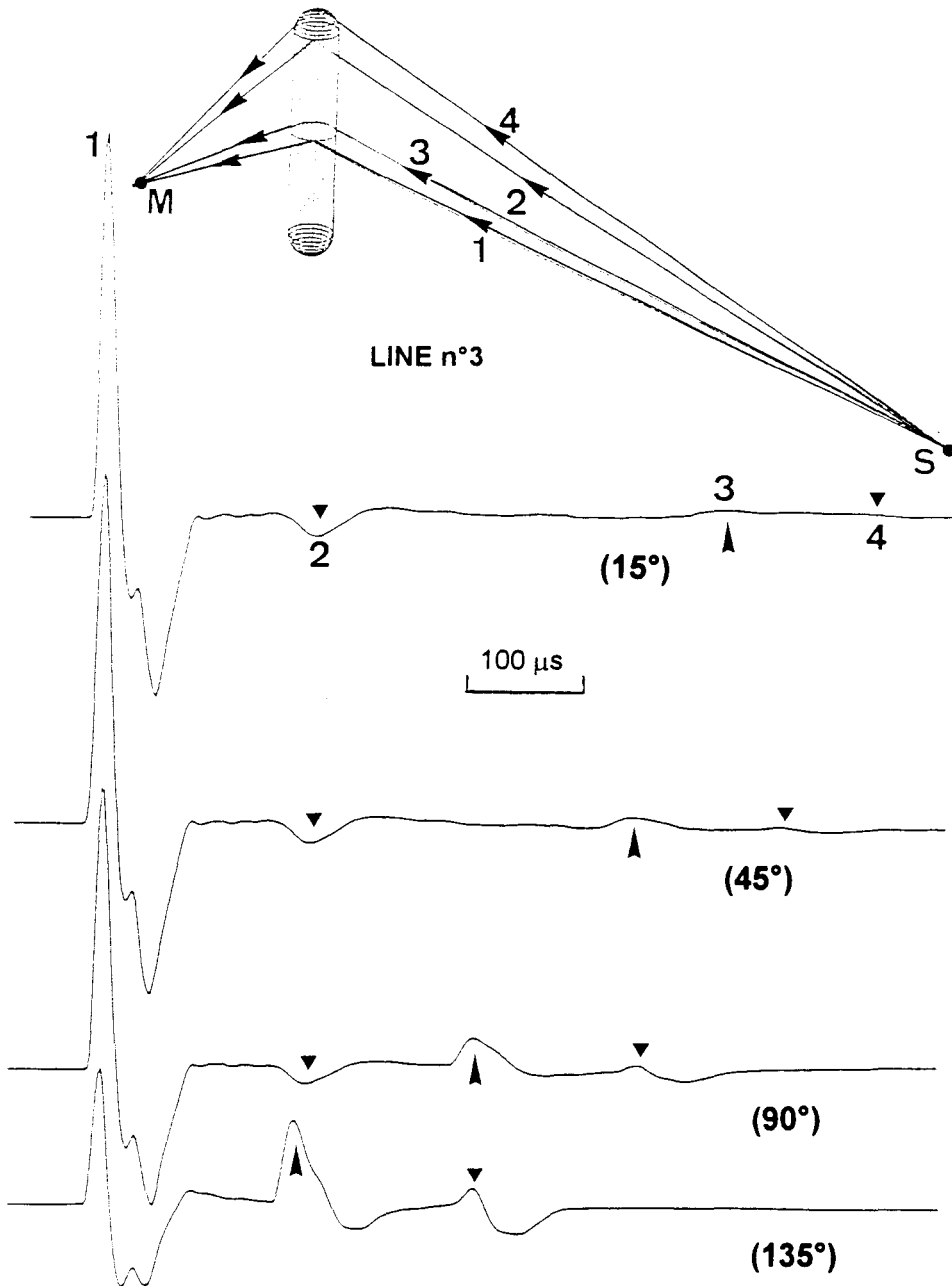


Figure II-26 *Line n°3: étude dans le plan équatorial.*
Identification des ondes diffractées
(signaux translatés pour faciliter l'observation).

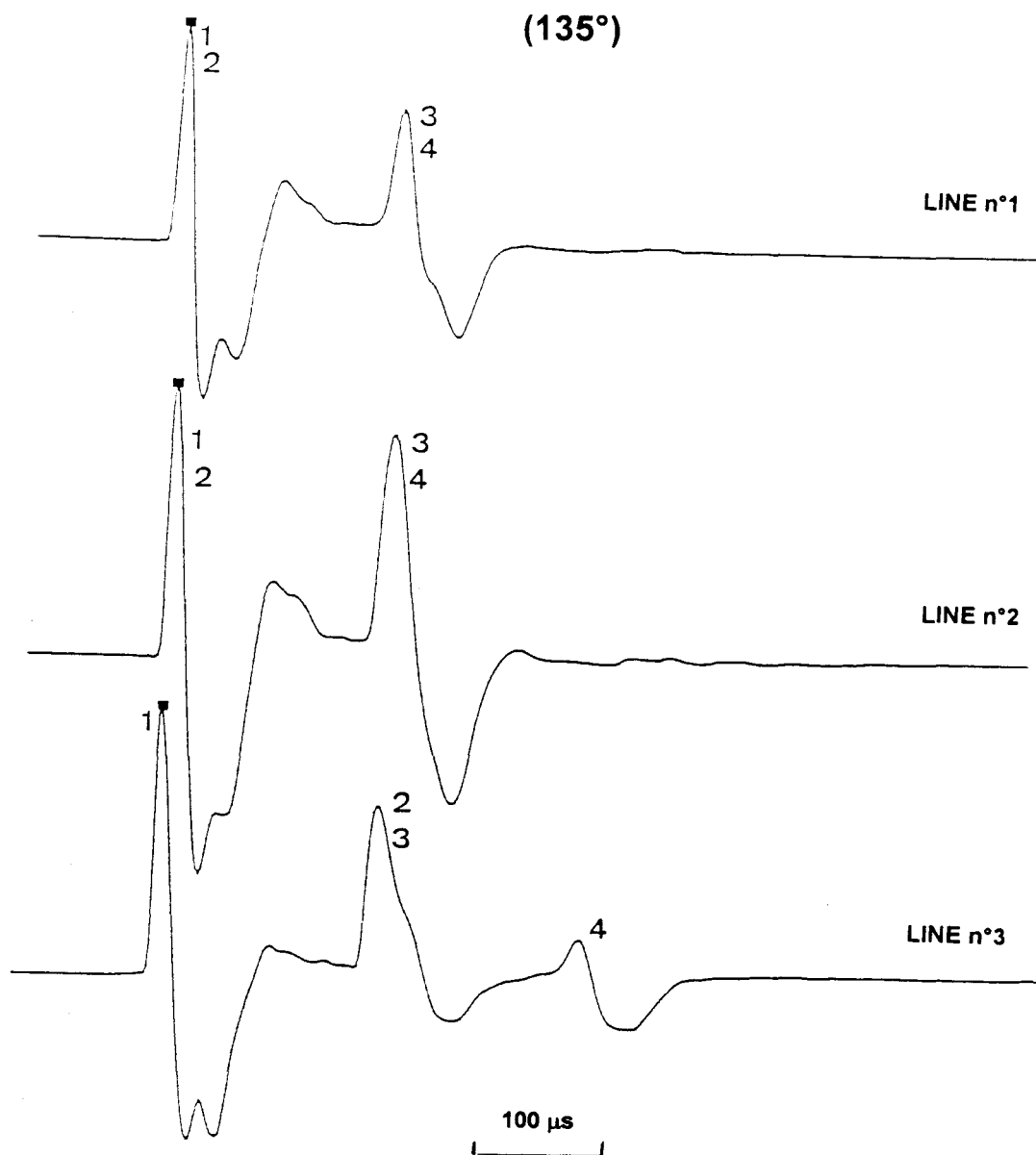


Figure II-27 *Line*, étude dans le plan équatorial.
comparaison des ondes diffractées pour $\theta=135^\circ$.

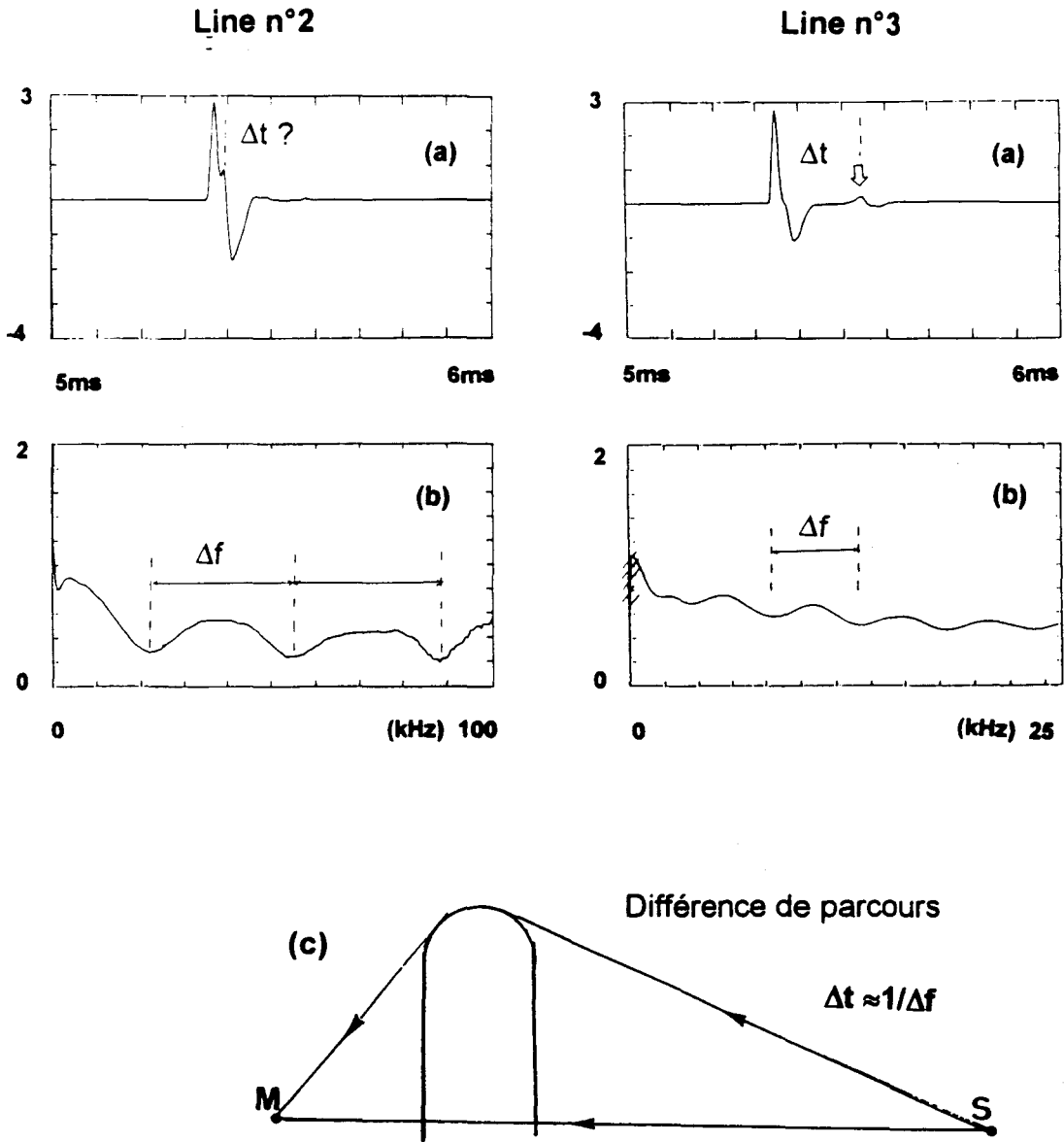


Figure II-28 Line n°3: étude dans le plan équatorial $\theta=180^\circ$.
 a: Onde totale; b: fonction de transfert.
 c: différence de parcours à l'origine de Δt

3.3. ETUDE DANS LE PLAN MERIDIEN.

L'axe de la cible est placé dans le plan SOM. L'étude est menée pour une incidence moyenne (θ_{inc}) de 0° et 60° . (figure II-29).

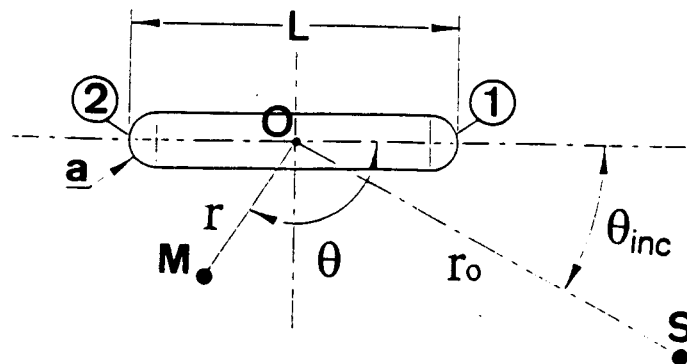


Figure II-29 Définition de la géométrie pour l'étude de la diffraction dans le plan méridien.

3.3.1. INCIDENCE SELON L'AXE DE LINE.

L'amplitude de l'écho réfléchi (écho 1) évolue en fonction de l'angle de réflexion sur la sphère éclairée par la source .

Quatre échos sont identifiés (figures II-30 et 31) selon les temps d'arrivée correspondants aux parcours définis figure II-32.

Ces attributions sont confirmées par les constatations suivantes:

Les écarts temporels entre les échos 3 et 4 (parcours inférieur à une demie circonférence) diminuent avec l'augmentation de θ ; pour une même incidence, ils sont sensiblement constants d'une cible à l'autre.

- Lorsque la longueur de la cible augmente, ces échos arrivent plus tardivement et leur amplitude est plus faible.

L'écho 2 est observé pour θ petit sinon il est confondu avec l'écho 1.

Les rayons rampants se propagent suivant les génératrices du cylindre quelque soit la position du récepteur.

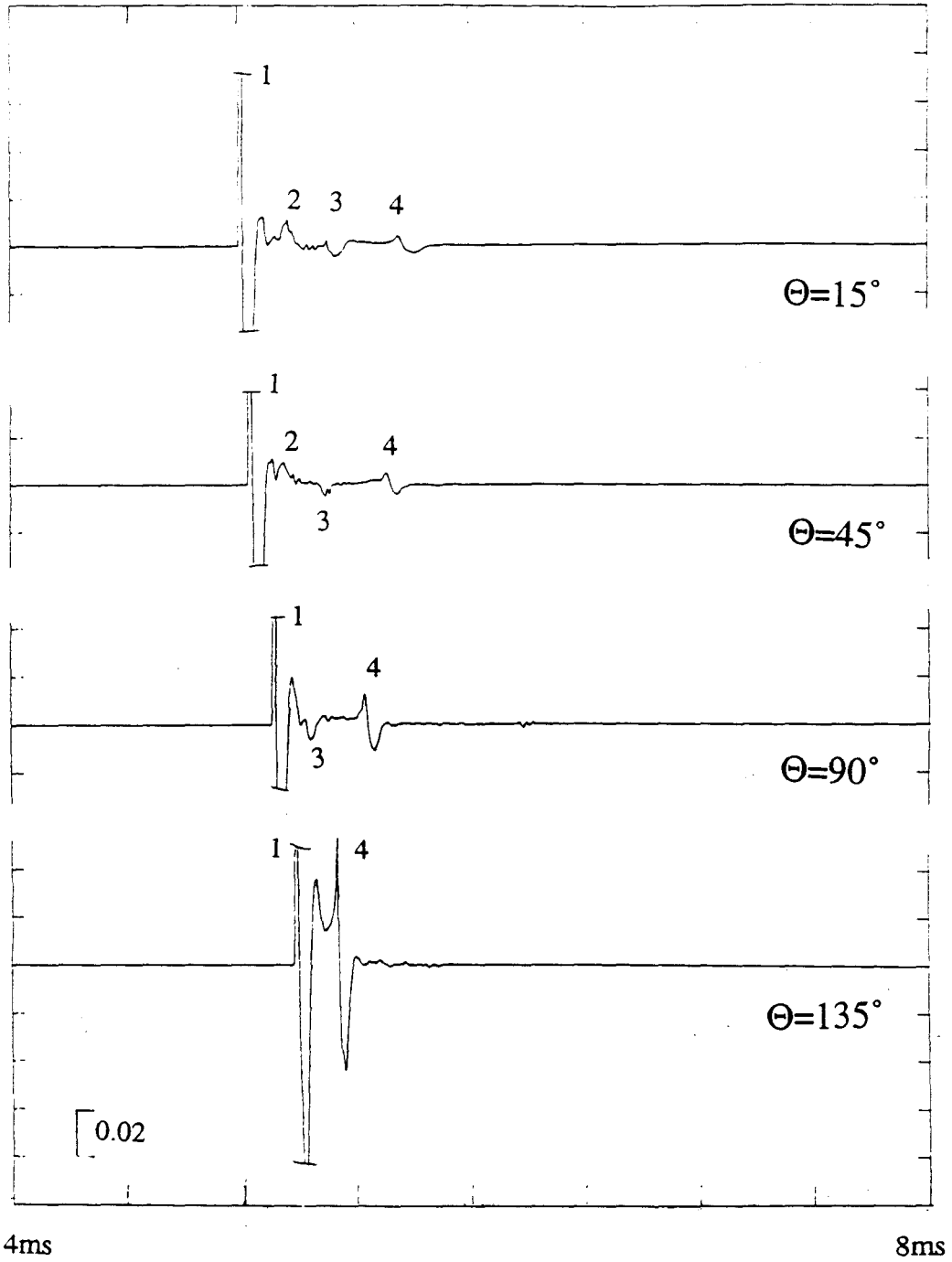


Figure II-30: Line n°1, plan méridien ($\theta_{inc} = 0^\circ$) évolution des échos diffractés selon θ .

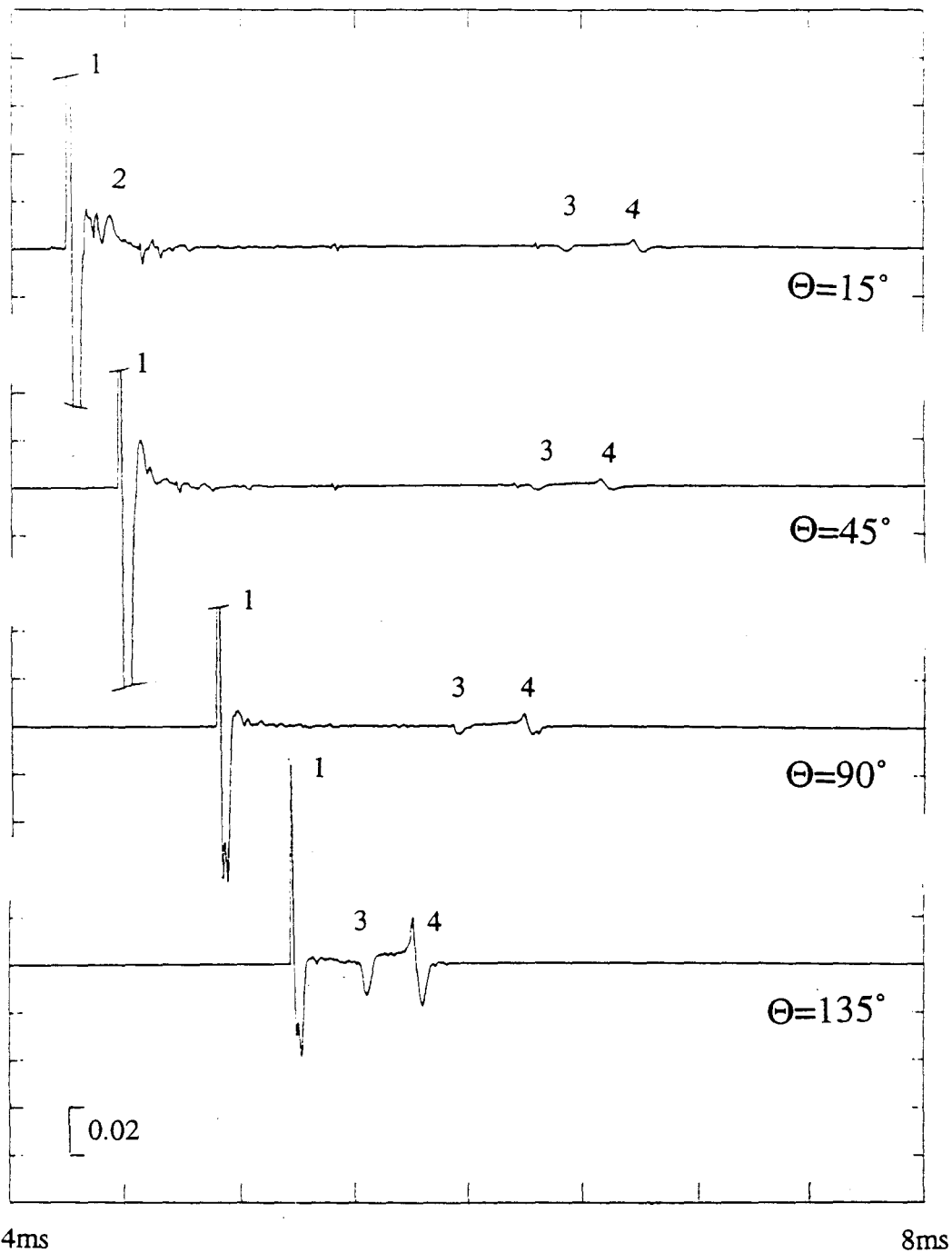


Figure II-31: Line n°3, plan méridien ($\theta_{inc} = 0^\circ$) évolution des échos diffractés selon θ .

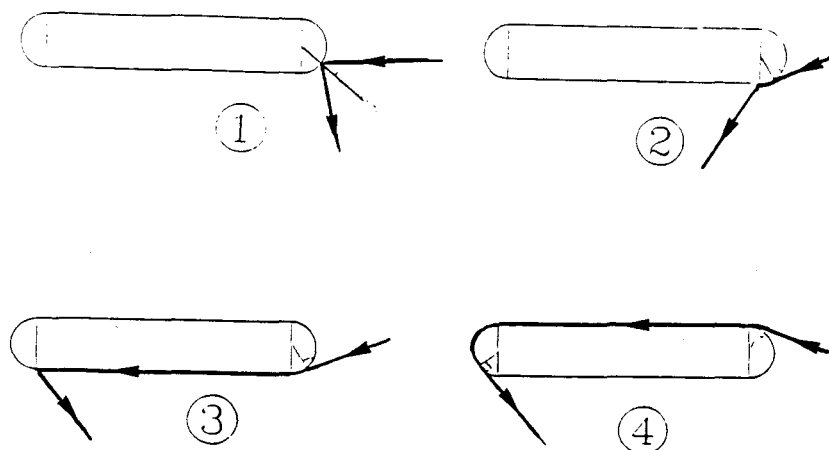


Figure II-32: Attribution des échos observés lors de l'étude de Line dans le plan méridien ($\theta_{inc} = 0^\circ$).

3.3.2. INCIDENCE MOYENNE 60° .

L'amplitude des échos réfléchis, pour les cibles de faible élancement, varie selon l'angle d'incidence sur les deux hémisphères. Lorsque l'élancement est suffisamment long (cible 3), la réflexion sur le cylindre peut être observée; pour les cas étudiés, elle est maximale à $\theta=120^\circ$ (cibles 2 et 3).

De nombreux échos succèdent à l'écho de l'onde réfléchie (R) (figures II-33 et 34). Il est possible de distinguer (figure II-35):

- Les ondes diffractées par les discontinuités 1 ou 2 (D).
- Les rayons rampants hélicoïdaux autour du cylindre (H) et sur la demi-sphère et le cylindre (SC).

Après calcul des temps de parcours, leur évolution peut être suivie. Elle est plus nette dans le cas de la cible 3 (figure II-34).

L'écho provenant de la discontinuité 1 n'est observable que pour les θ élevés. Les échos de type H, visibles sur les cibles 2 et 3 ne sont pas observables sur la cible 1.

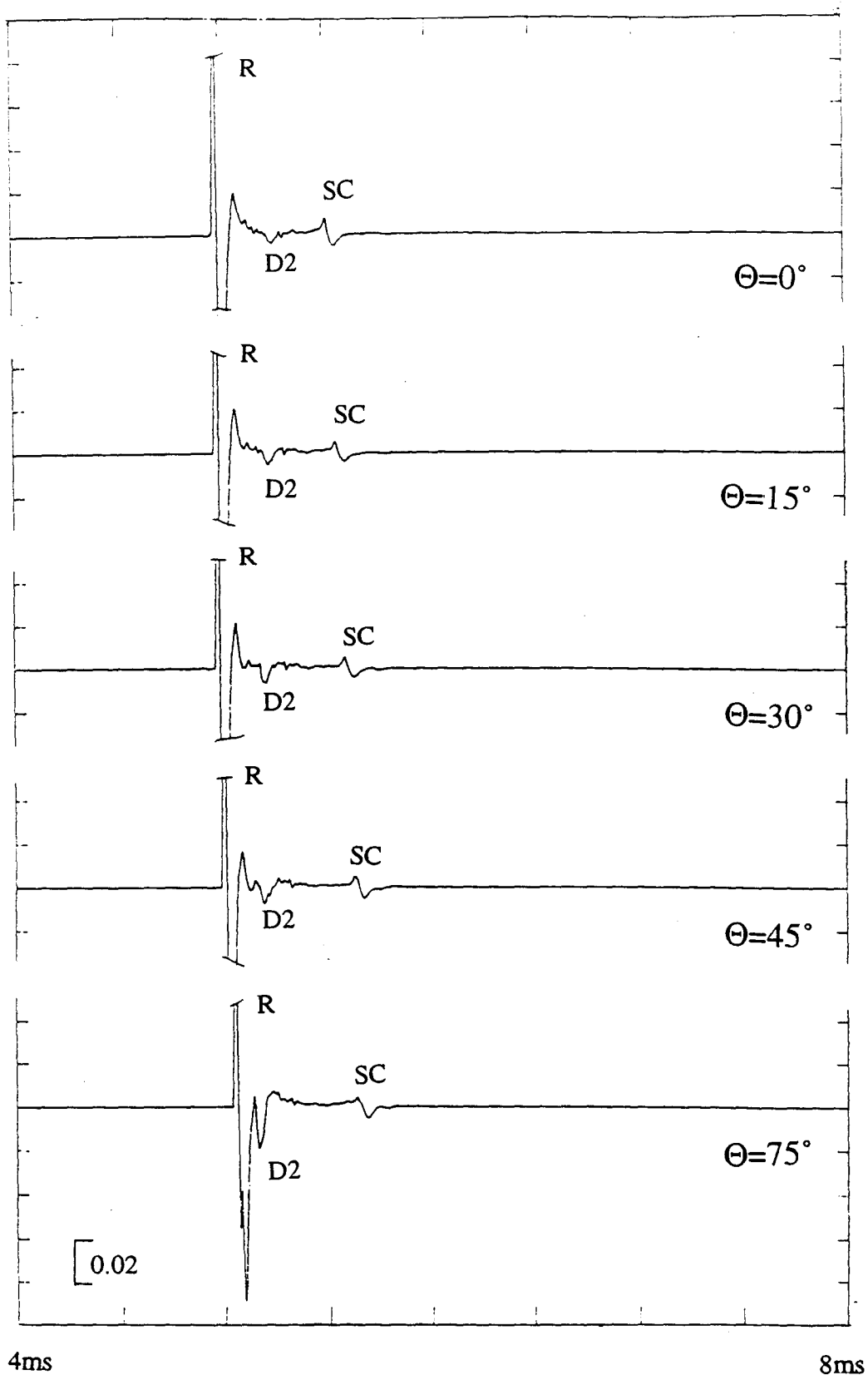


Figure II-33: Line n°1, plan méridien ($\theta_{inc} = 60^\circ$) évolution des échos diffractés selon θ .

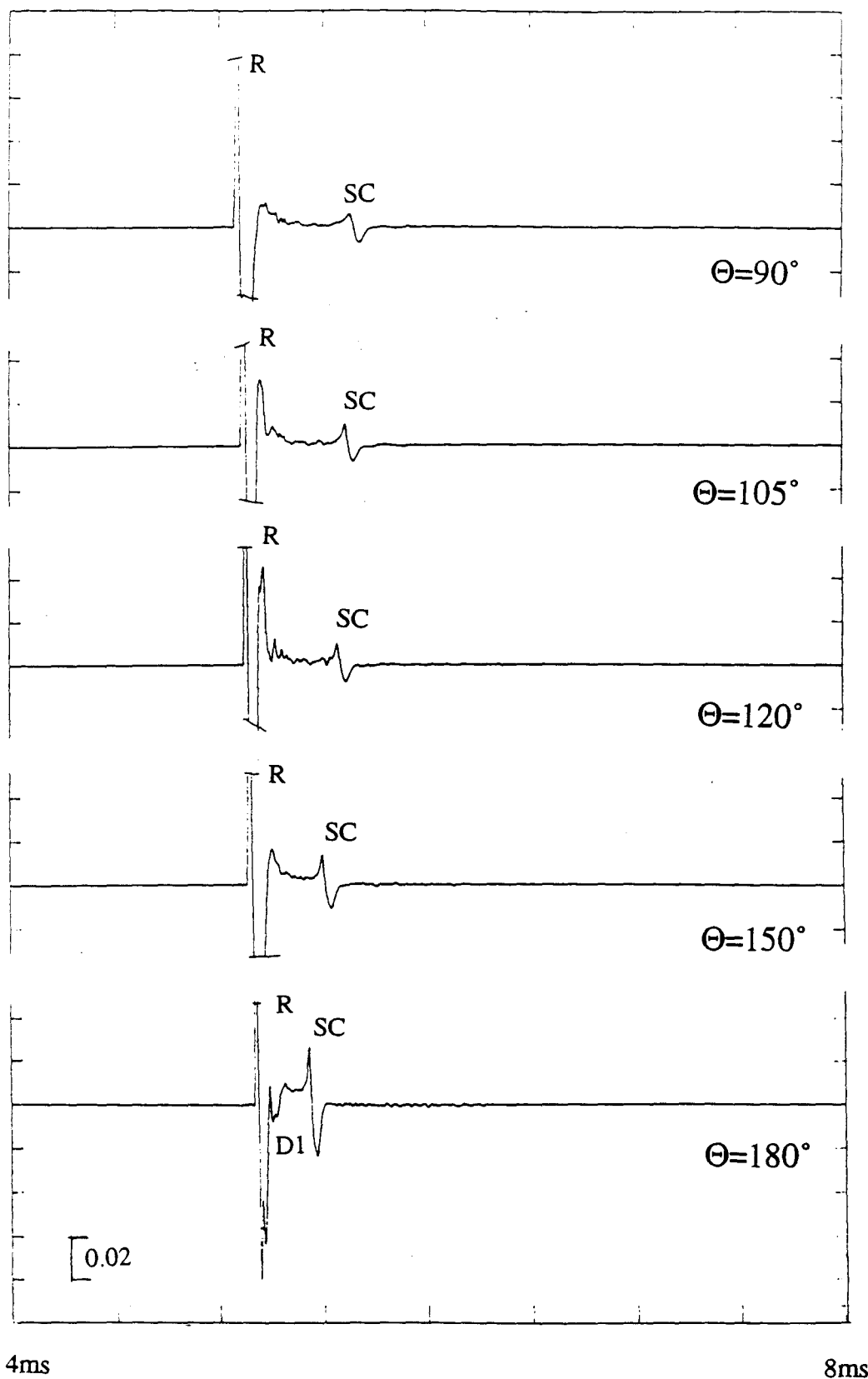


Figure II-33 (suite): Line n°1, plan méridien ($\theta_{inc} = 60^\circ$) évolution des échos diffractés selon θ .

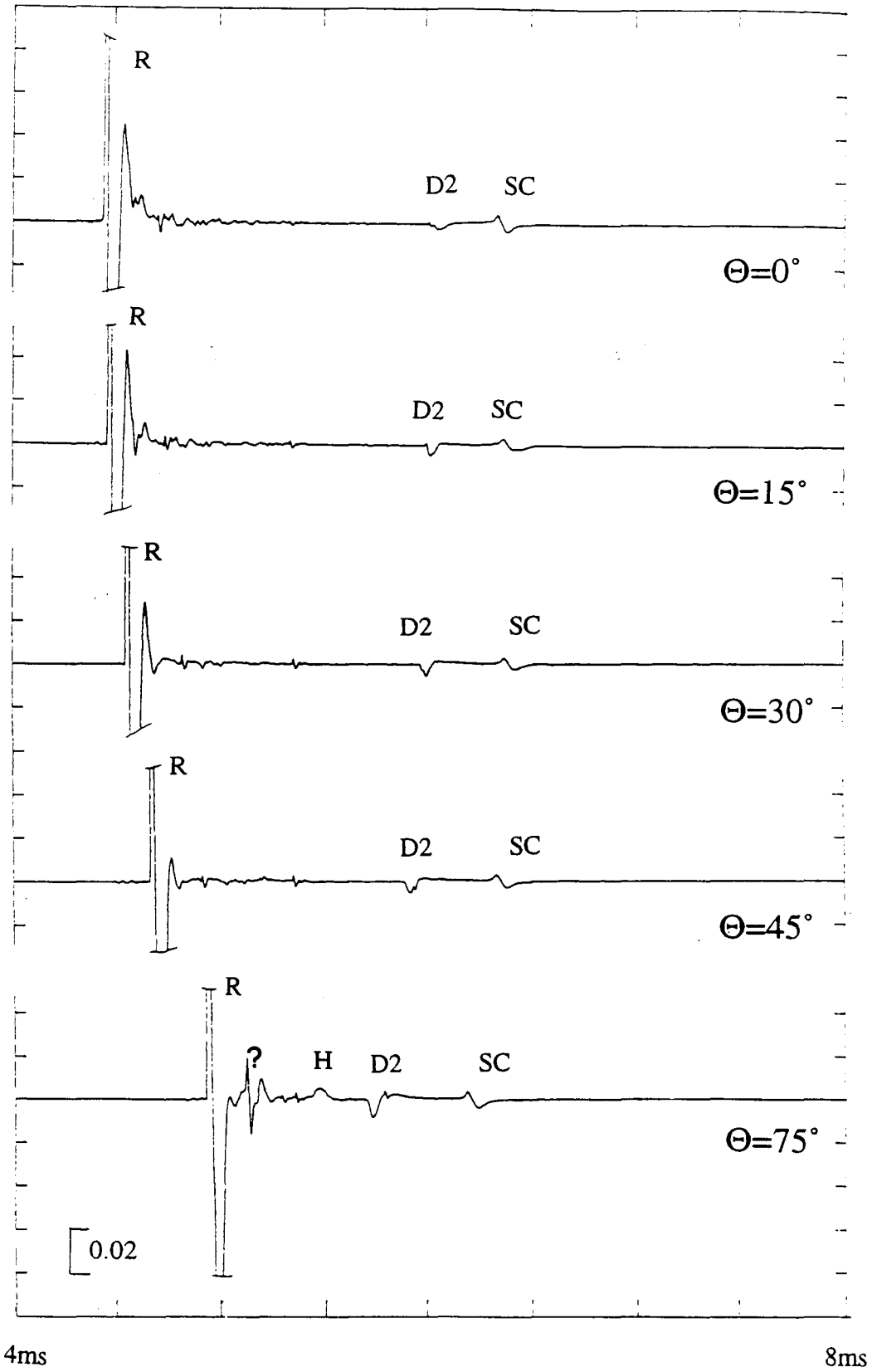


Figure II-34: Line n°3, plan méridien ($\theta_{inc} = 60^\circ$) évolution des échos diffractés selon θ .

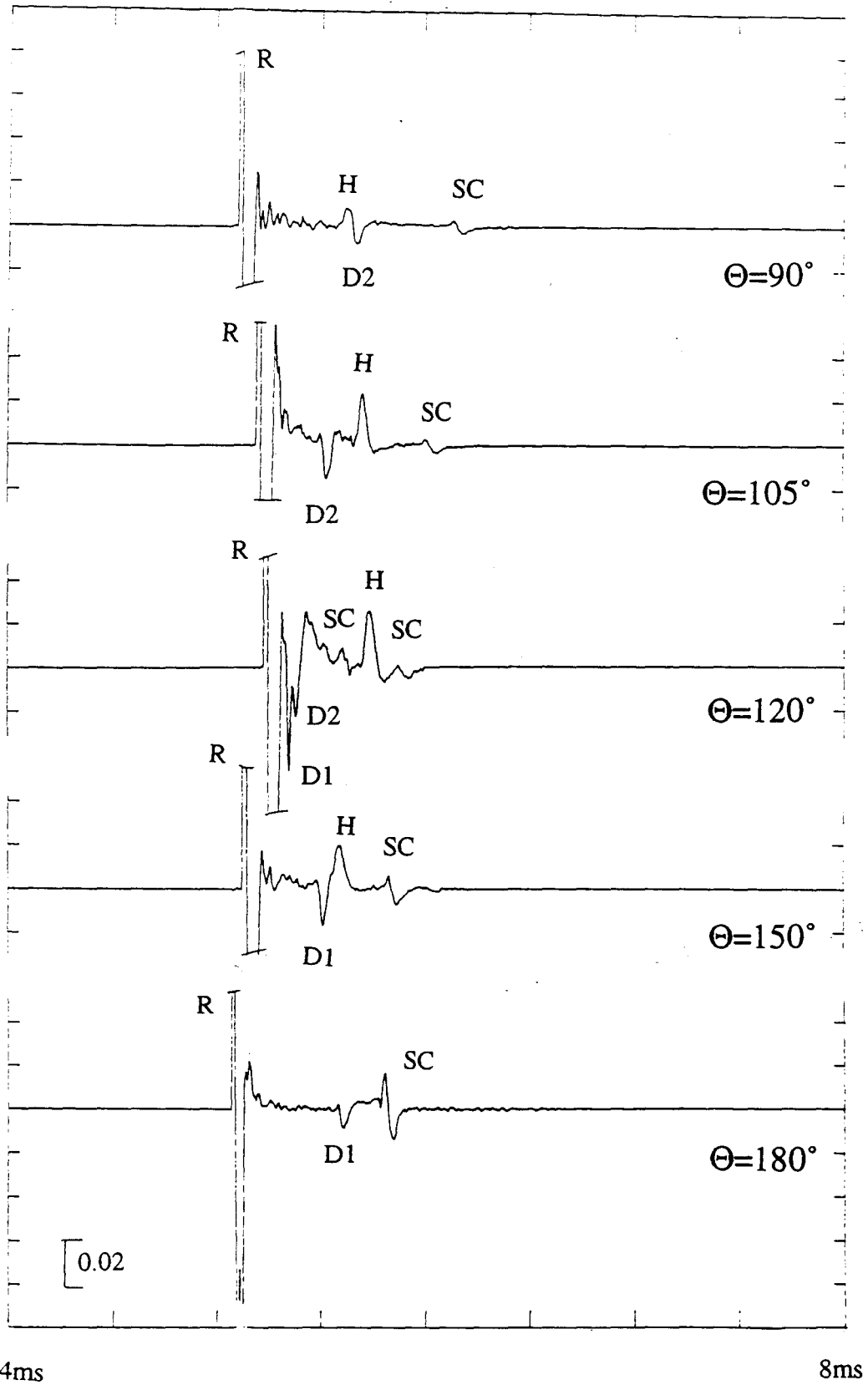


Figure II-34 (suite): Line n°3, plan méridien ($\theta_{nc} = 60^\circ$) évolution des échos diffractés selon θ .

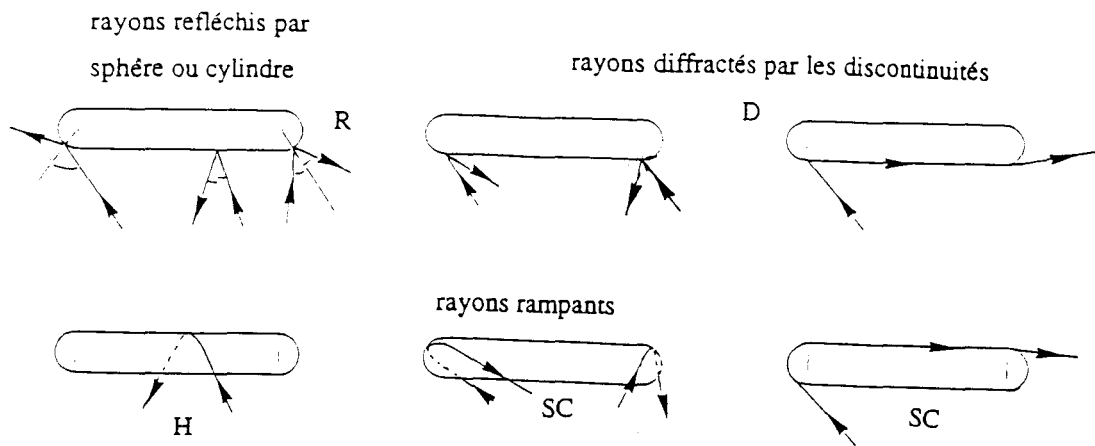


Figure II-35: Attribution des échos observés lors de l'étude de Line dans le plan méridien ($\theta_{inc} = 60^\circ$).

Les rayons rampants (SC) ainsi que ceux provenant des discontinuités (D) suivent une génératrice pour $\theta=0^\circ$ et 180° . Lorsque le récepteur n'est pas dans l'axe de la cible, ces ondes se propagent autour des hémisphères et/ou du cylindre (SC, H).

3.4.. CONCLUSION.

Pour de nombreuses géométries, il a été montré qu'il était possible de séparer "l'onde réfléchie", obtenant ainsi une mesure du "coefficient de réflexion" de la cible.

En exagérant la longueur de la cible, il est possible de séparer l'onde rampante sur les hémisphères de l'onde circonférentielle, et, l'onde diffractée par la discontinuité de courbure de l'onde réfléchie.

Lorsque l'émetteur ou le récepteur se trouvent sur l'axe de la cible, les ondes rampantes suivent les génératrices du cylindre.

Pour une géométrie plus ramassée, ces différents échos ne sont pas

toujours visibles mais ils contribuent à l'aspect chaotique de la fonction de transfert représentant la diffraction.

L'étude faite est insuffisante pour justifier l'origine physique de certaines ondes mais l'identification des chemins parcourus est incontestable; un calcul théorique a déjà montré le bon accord dans le domaine spectral [13].

4. CONCLUSION GENERALE.

L'utilisation d'une excitation de forme impulsive permet d'identifier et de séparer, dans la réponse temporelle, des phénomènes d'amplitude extrêmement faible tels qu'une onde circonferentielle. L'identification des chemins prévus par la TGD est possible.

La confrontation de l'étude théorique et de l'étude expérimentale de la diffraction d'une sphère rigide en bistatique montre que le dispositif utilisé fournit des résultats tout à fait satisfaisants dans le domaine temporel d'une part et sur une large bande de fréquences d'autre part.

Il est à noter que l'étude expérimentale de la diffraction par des corps rigides, constitués par des objets métalliques massifs, ne peut être menée que dans l'air car le contraste d'impédances est suffisamment important pour qu'ils soient considérés comme rigides. Etudiés dans l'eau par des méthodes utilisant les ultrasons, ils sont considérés comme élastiques à cause du couplage important.

Peu de dispositifs expérimentaux permettent l'étude du signal temporel et un traitement rapide, dans un large domaine de fréquences, de la diffraction par des corps rigides. C'est ce qui fait, outre la qualité des résultats obtenus, l'originalité de la méthode présentée.

Dans l'air, le couplage avec les solides est faible. Cependant, une coque

mince sphérique, de faible masse volumique, vibre lorsqu'elle est excitée par une onde sonore. L'onde rayonnée est alors de durée beaucoup plus importante que lors des études précédentes. C'est cette étude qui est menée dans le chapitre III.

CHAPITRE III

**ETUDE DE LA DIFFRACTION PAR
UNE COQUE SPHERIQUE
ELASTIQUE IMMERGEE; INFLUENCE
DU COUPLAGE "FLUIDE-
STRUCTURE".**

CHAPITRE III

ETUDE DE LA DIFFRACTION PAR UNE COQUE SPHERIQUE ELASTIQUE IMMERGEE; INFLUENCE DU COUPLAGE "FLUIDE-STRUCTURE".

L'étude expérimentale et théorique de la diffraction d'une onde ultrasonore par des cibles élastiques à symétrie axiale a fait, surtout depuis les dix dernières années, l'objet de très nombreux travaux. La théorie de la diffraction résonnante (resonance scattering theory - Überall 1978 [14,15]) a permis, en particulier, une bonne compréhension des phénomènes de résonance des coques. Les travaux et mesures réalisés au L.A.U.E. (Le Havre) [16,17] font autorité.

Pour une coque mince sphérique ou cylindrique (rayon moyen R , épaisseur h), l'interprétation physique du phénomène, qu'il soit observé dans le domaine temporel ou dans le domaine spectral peut se faire en écrivant que la vibration élastique est canalisée. Les ondes circonférentielles (type Rayleigh ou 'galerie à écho') se propagent selon un trajet résonnant (pour une sphère : $X=kR \approx (n+1/2) \cdot c_\varphi / c$; n : nombre modal) dont la vitesse de phase c_φ est comparable, lorsque l'épaisseur de la coque devient faible devant le rayon de courbure, à celle des ondes de Lamb (A_0, S_0). Les vibrations élastiques rayonnent de façon notable et sont amorties lorsque leur vitesse de phase est supérieure à celle de l'onde fluide ($X > n$). Cette condition est toujours vérifiée pour les vibrations de "type longitudinal S_0 " alors que, pour les vibrations de

"type flexion A_0 ", elle ne sera satisfaite que si n est grand. Chaque résonance (n,l) , repérée par son mode normal ' n ' et son ordre d'apparition ' l ' selon la fréquence, peut être identifiée plus ou moins facilement. Les résonances de cavité doivent aussi être prises en compte.

Une sphère creuse élastique plongée dans l'air est excitée par l'onde incidente large bande issue de la source sonore impulsive. Etant donné le faible couplage "fluide-solide", les résonances sont peu atténuées et il est possible de mettre en évidence le comportement vibratoire de cette cible. Pour caractériser sa réponse résonnante, le dispositif expérimental et la méthode de traitement précédemment décrits sont utilisés. L'onde mesurée à l'intérieur de la sphère permet, en particulier, l'étude des résonances de cavité.

L'analyse théorique de ce problème, faite dans le cadre de la théorie modale et de l'élastodynamique, permet un calcul précis des coefficients du développement en série modale de l'onde diffusée.

L'identification des modes de vibration se fait plus simplement si le mouvement vibratoire est décrit par l'introduction de l'impédance mécanique de coque Z_c . On l'écrit à partir des hypothèses simplificatrices de la théorie des coques. Une identification des résonances est alors aisée. La fonction de forme et les signaux diffusés sont calculés. La contribution importante des résonances à caractère dominant "flexion" à l'aspect de la réponse en fréquence ainsi que le rôle de la géométrie et de l'impédance de rayonnement sont mis en évidence.

De façon à exprimer fidèlement la dispersion de vitesse du mode "flexion", Z_c est écrit en prenant en compte l'inertie de rotation et l'effet du cisaillement.

Lors d'une simulation numérique, dans le cas d'un couplage plus important (acier/eau), on montre que l'effet du milieu dense est d'entraîner la

formation d'un paquet d'ondes caractéristique qui trouve son origine dans le couplage du mode de "flexion" et du mode "fluide extérieur".

1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL. (figure III-1).

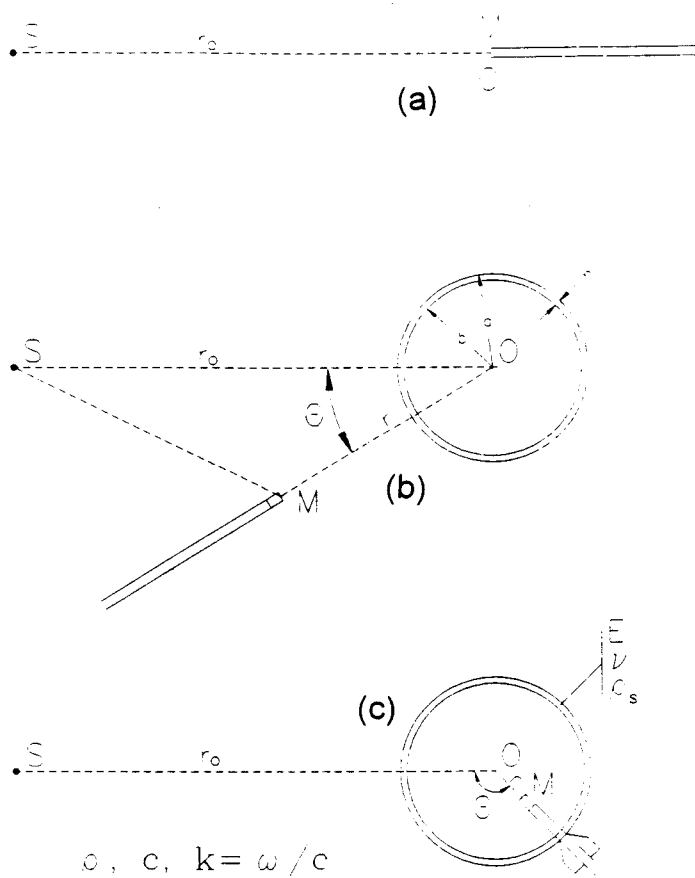


Figure III-1: Géométrie des expériences. Mesure de l'onde a: incidente en O, b: diffusée, c: de cavité.

Une sphère creuse, d'épaisseur h , constituée d'un solide élastique homogène reçoit une onde impulsive sphérique. La mesure de l'onde de pression rayonnée $p_M(t)$ est effectuée à l'extérieur ($r > a$) ou à l'intérieur ($r \leq b$)

de la coque. Le comportement du système "coque sphérique-fluide" est caractérisé par le signal temporel (figures III-2,3) et la fonction de transfert établie entre les spectres de l'onde rayonnée en M et de l'onde incidente en O (figure III-4). Un filtrage temporel permet d'extraire l'onde résonnante du signal diffracté.

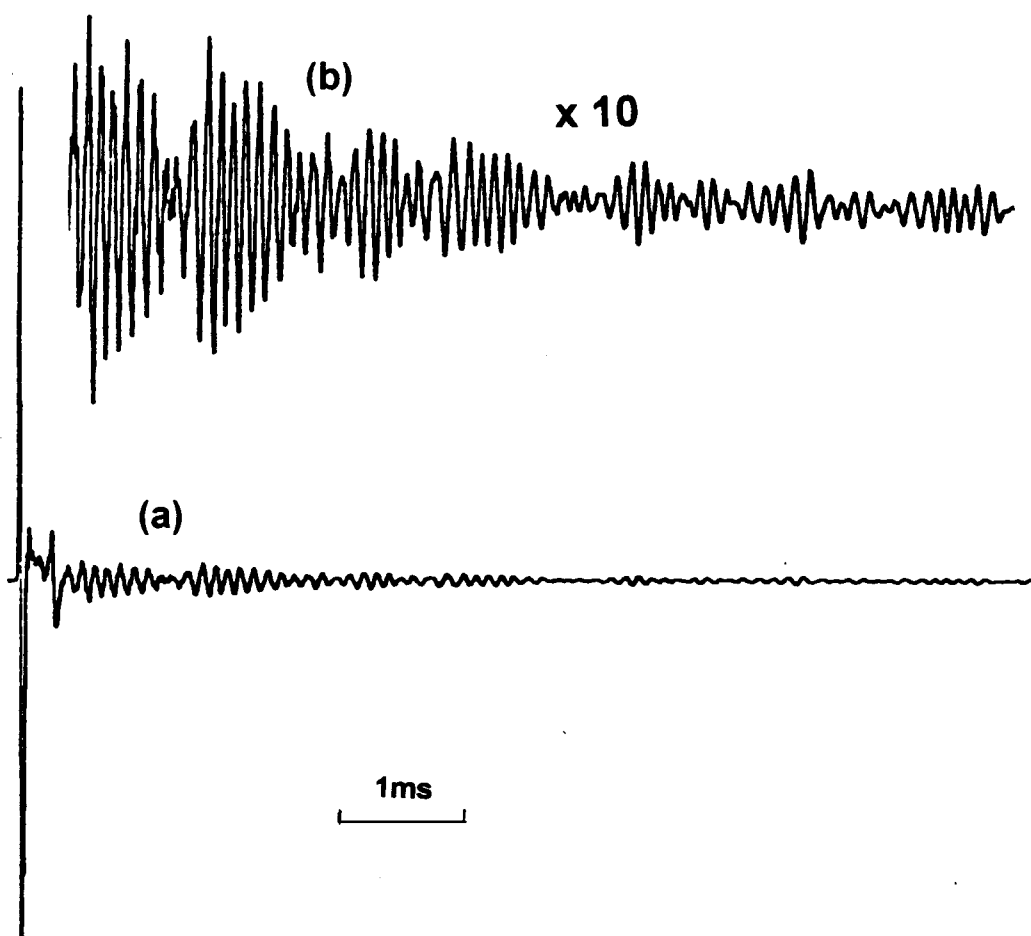


Figure III-2: *Onde diffractée par la sphère de polystyrène.*
a: onde totale, b: onde rayonnée.
($\theta=90^\circ$, $r_0=50\text{cm}$, $r=40\text{cm}$)

2. DEFINITION DES REPONSES EN FREQUENCE.

En adoptant la décomposition en séries modales (§ II-2.1.2), on peut écrire l'onde de pression:

-Incidente:

$$(III-1) \quad P_i(\omega, r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n j_n(kr) P_n(\cos \theta); \quad r < r_0$$

$$a_n = ik (2n + 1) h_n^{(1)}(kr_0)$$

$$P_o(\omega) = P_i(\omega, r_0, \pi)$$

-Diffusée ($r > a$):

$$(III-2) \quad P_d(\omega) = P_d(\omega, r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n h_n^{(1)}(kr) P_n(\cos \theta); \quad b_n = g_n^d(X) a_n$$

-De cavité ($r \leq b$):

$$(III-3) \quad P_c(\omega) = P_c(\omega, r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n j_n(kr) P_n(\cos \theta); \quad c_n = g_n^c(X) a_n$$

La réponse sera caractérisée par la fonction de transfert,

- pour $r \leq b$

$$(III-4) \quad H_c(\omega) = P_c(\omega) / P_o(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} H_{cn} j_n(kr) P_n(\cos \theta),$$

$$\text{avec } H_{cn} = ik r_0 e^{-ikr_0} (2n+1) h_n^{(1)}(kr_0) g_n^c(X),$$

- pour $r > a$

$$(III-5) \quad H_d(\omega) = P_d(\omega) / P_o(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} H_{dn} h_n^{(1)}(kr) P_n(\cos \theta),$$

$$\text{avec } H_{dn} = kr_0 e^{-ikr_0} (2n+1) h_n^{(1)}(kr_0) g_n^d(X),$$

la fonction de forme s'écrit: $f(r, \theta, X) = (2r/a) H_d(\omega) e^{-ikr}$.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX. [4,18]

3.1. CARACTERISTIQUES DE LA CIBLE.

La sphère creuse est en polystyrène impur; ses caractéristiques sont:

rayon externe $a= 29.5$ mm.

rayon interne $b=28.5$ mm.

$R= (a+b) / 2$; $h=a-b= 1$ mm.

La cavité est remplie d'air ($\rho_1=\rho_2=1.29$ kg/m³; $c=331.4+0.6 t$ m/s, t en °C).

Le polystyrène a une masse volumique $\rho_s = 1000$ kg/m³; pour le module d'Young E et le coefficient de Poisson ν les valeurs tabulées seront ajustées lors des calculs de modélisation pour satisfaire au mieux le spectre expérimental de résonances.

3.2. MESURE A L'EXTERIEUR DE LA CAVITE.

3.2.1. ONDE TOTALE DIFFRACTEE.

Dans la zone éclairée, le signal diffracté par la sphère creuse débute par l'onde réfléchiée spéculaire suivie d'une onde circonférentielle de type Franz. Ces deux échos sont étroitement liés à la géométrie et se rapportent au comportement "rigide" de la cible (figures III-2,3). De plus, on observe, s'étalant sur un grand laps de temps, l'onde rayonnée, de faible amplitude, associée au mouvement vibratoire de la coque sphérique couplée aux vibrations de l'air contenu dans la cavité. Cette seconde partie du signal est due au comportement "élastique" de la cible et à ses résonances.

En appliquant un filtrage temporel qui englobe la totalité de l'onde diffractée, on obtient la fonction de transfert bistatique (figure III-4).

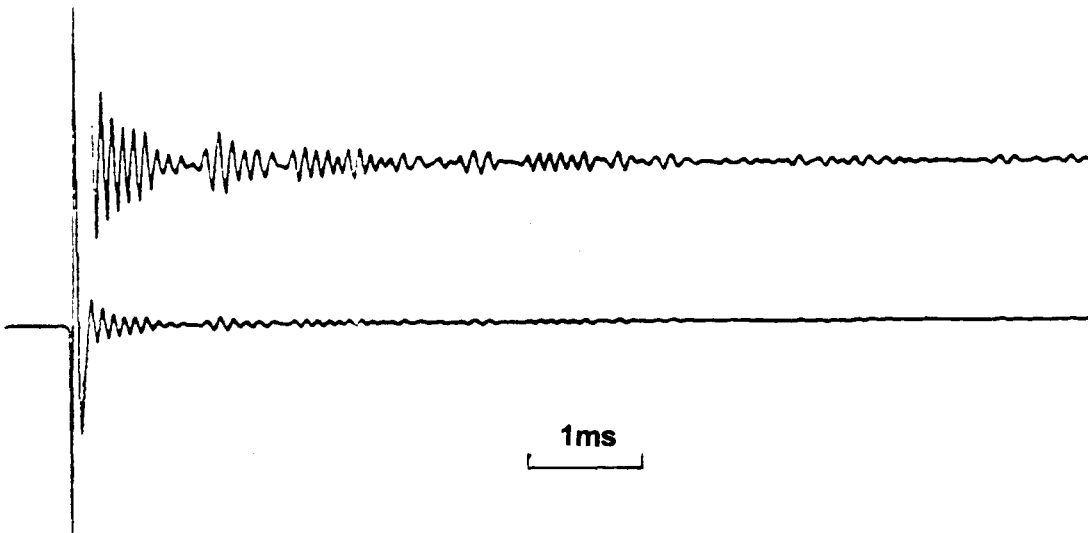


Figure III-3: Onde diffractée par la sphère de polystyrène.
($\theta=\pi$, $r=35\text{mm}$)

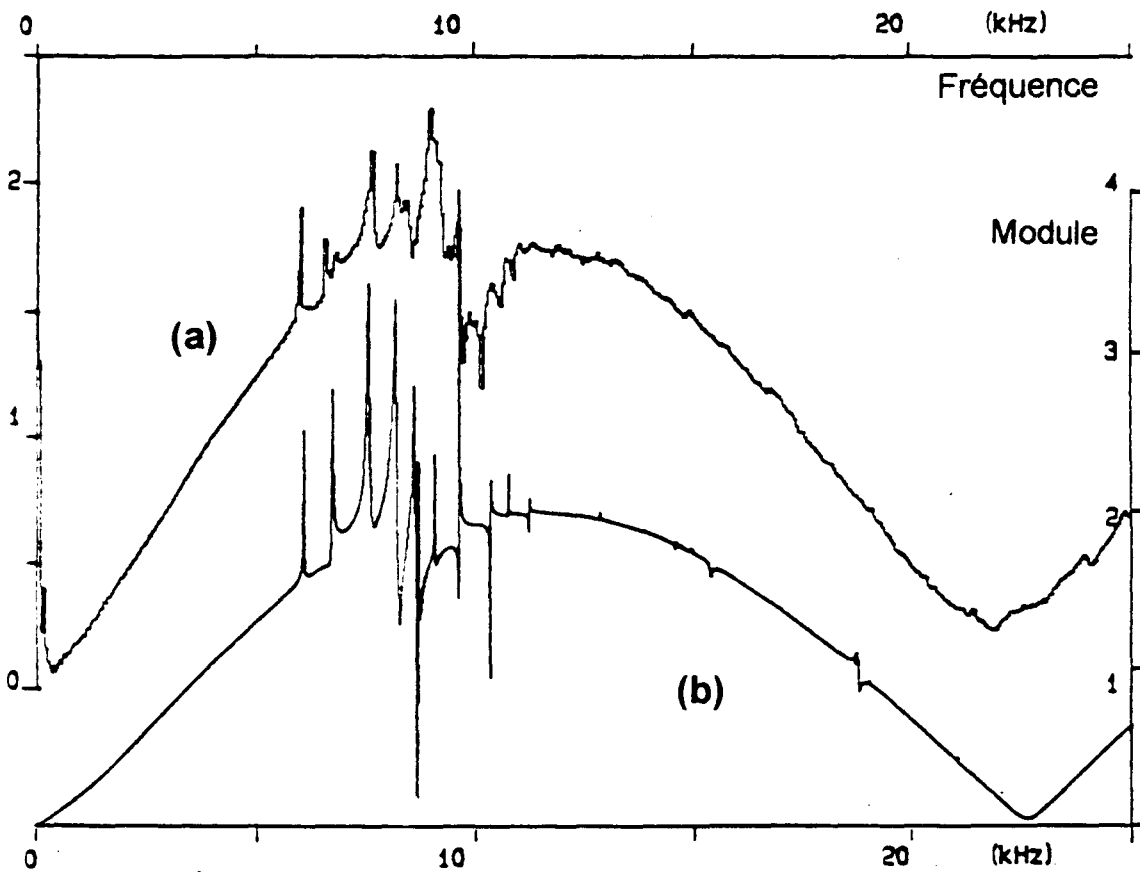


Figure III-4: Sphère de polystyrène; Fonction de transfert de l'onde totale
($\theta=\pi$, $r=35\text{mm}$) a: mesure, b: calcul.

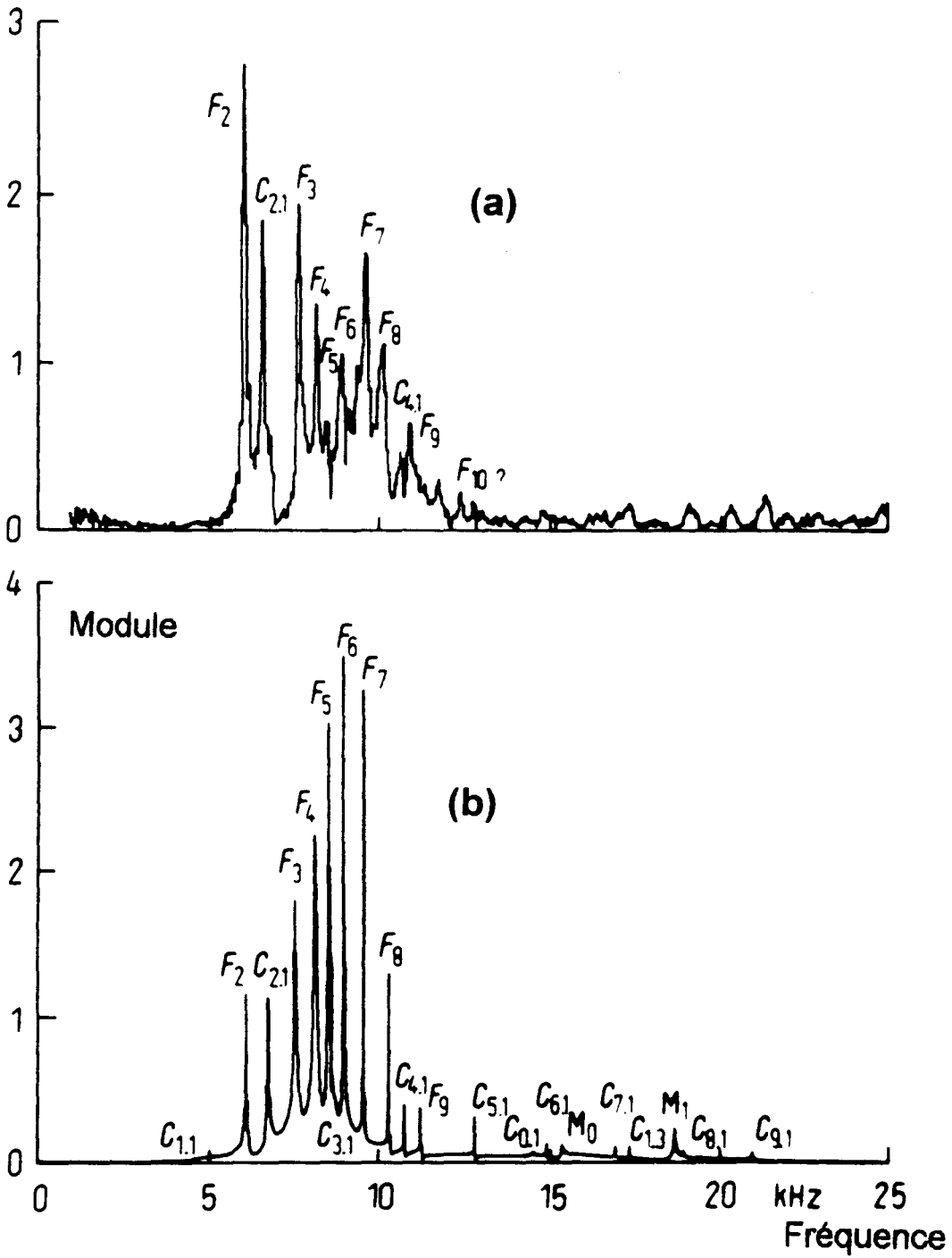


Figure III-5: Fonction de transfert de l'onde rayonnée. ($\theta=\pi$, $r=35\text{mm}$) a: Expérimental; b: Calcul.

3.2.2. ONDE RAYONNEE.

La sensibilité du dispositif permet de bien mettre en évidence le signal rayonné parfaitement défini. Il révèle ici une structure liée à la prédominance d'un battement entre deux vibrations de résonance intenses.

Si le filtrage temporel n'isole, au delà de l'onde circonférentielle, que l'onde rayonnée (écho "élastique"), on obtient la fonction de transfert caractéristique des vibrations de résonance.(figure III-5a).

Cette technique originale de traitement des échos rayonnés , permettant d'isoler les fréquences de résonance, a été mise au point, pour des études en acoustique aérienne, dès 1980 [19]. Des techniques similaires ont été développées pour des mesures ultrasonores dans l'eau (NUMRICH [20] 1984, MAZE [21] et DE BILLY [22] 1986)

On pourrait espérer déterminer expérimentalement les différents ordres des raies de résonance en effectuant des mesures pour différentes valeurs de θ et en suivant l'évolution de l'amplitude de ces raies en fonction de $P_n(\cos\theta)$. Des mesures faites pour plusieurs rotations de la sphère sur elle-même ont montré que celle-ci présente une légère anisotropie affectant principalement les deux premières raies observées. Cette anisotropie, qui est principalement attribuable au collage des deux hémisphères constituant la cible, ne permet donc pas, par cette méthode, une attribution certaine des raies. La confection d'une cible homogène isotrope est l'une des difficultés de ce type d'études expérimentales.

3.3. MESURES A L'INTERIEUR DE LA CAVITE.

Par translation du microphone le long du rayon et pour $\theta=\pi$, on obtient une succession de spectres dont l'évolution liée à celle de $j_n(kr)$ permet d'identifier les modes.

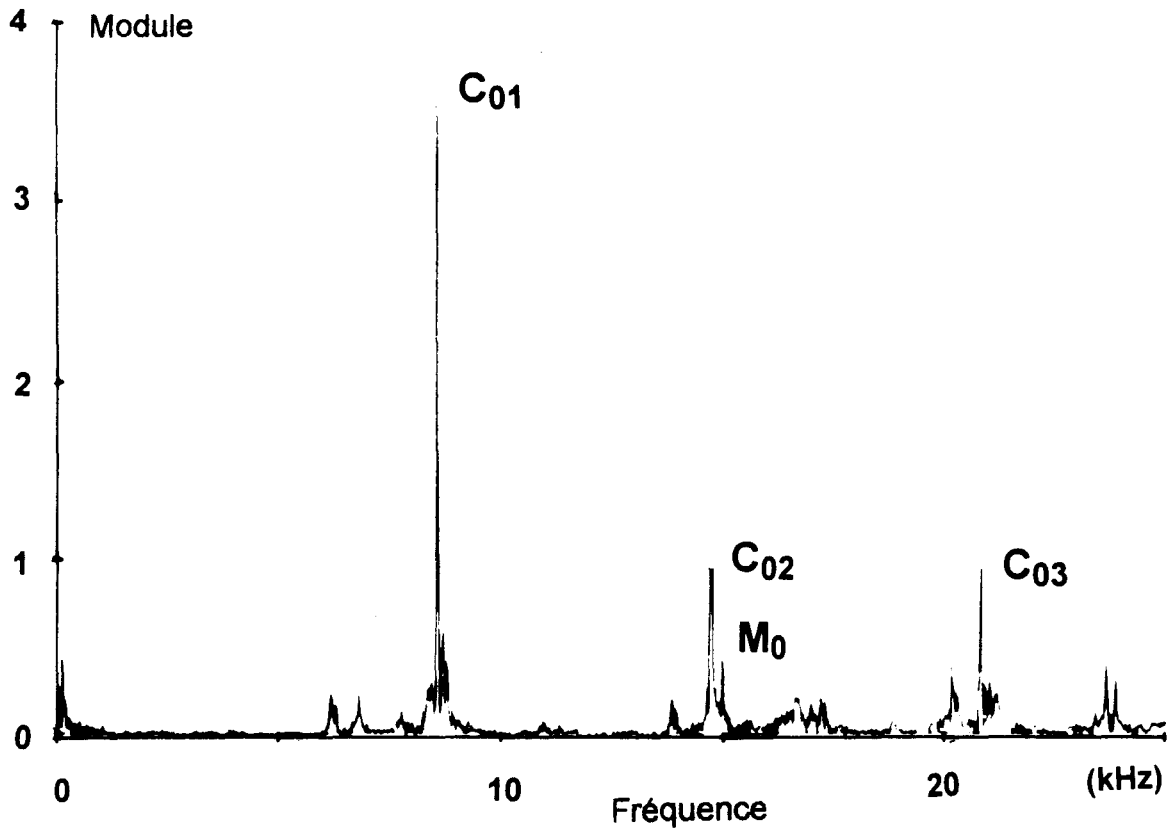


Figure III-6: Fonction de transfert de l'onde mesurée au centre de la cavité.
($\theta=\pi$, $r=0$).

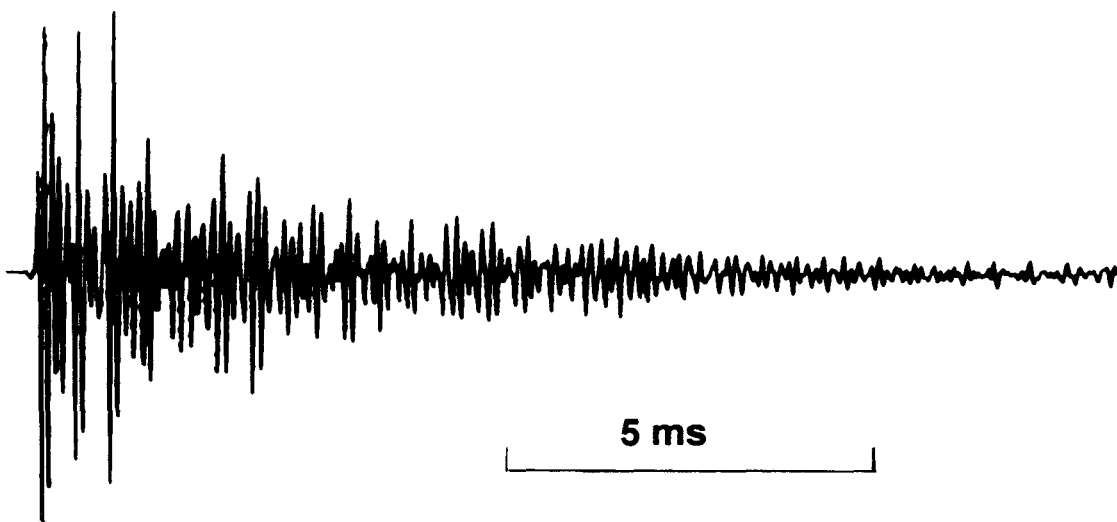


Figure III-7: Onde mesurée en limite de la cavité. ($\theta=\pi$, $r=b$).

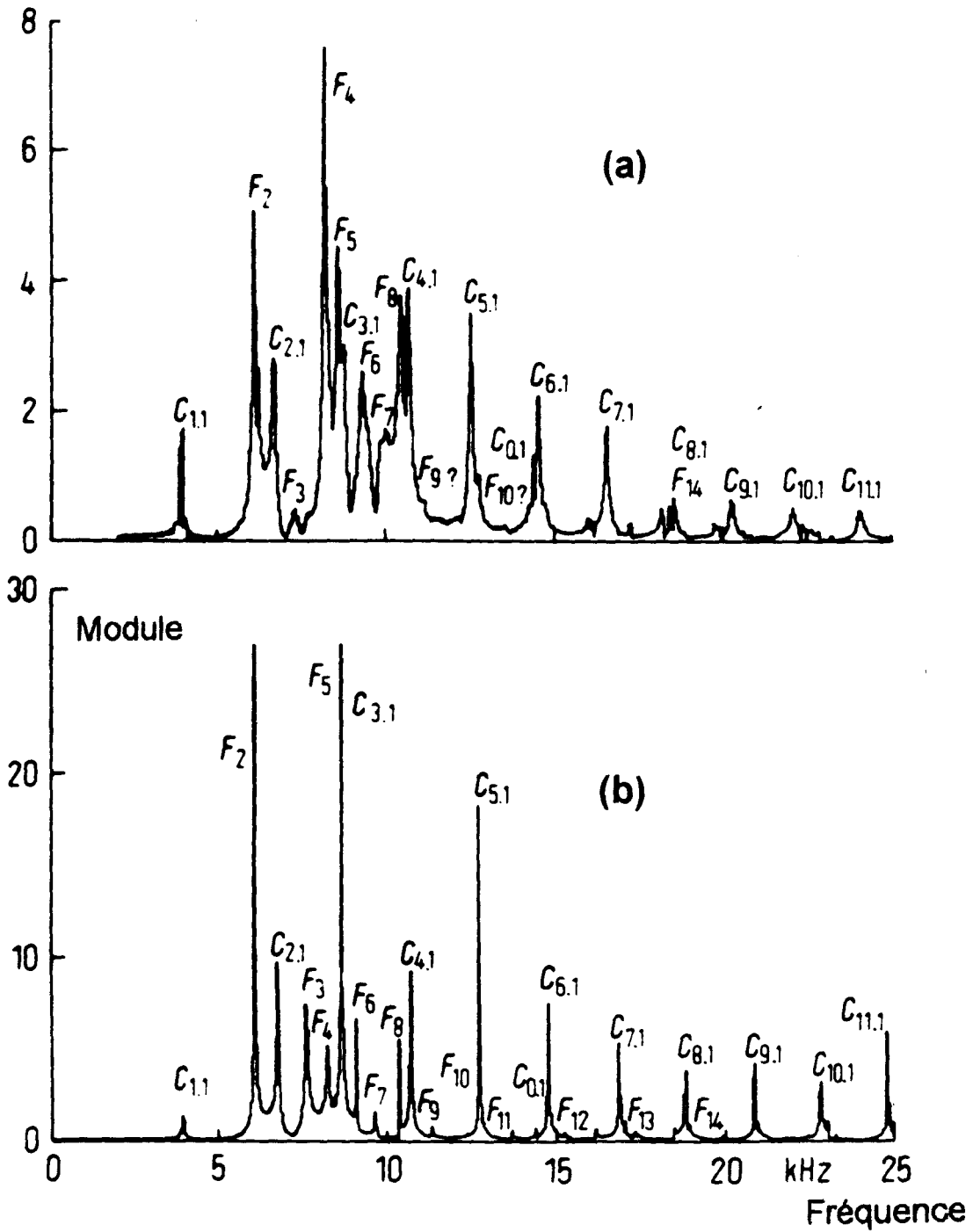


Figure III-8: Fonction de transfert de l'onde mesurée à l'intérieur de la cavité. ($\theta=\pi$, $r=b$) a: Expérimental; b: Calcul.

Au centre seul intervient l'ordre zéro; dans le spectre les résonances de "cavité" d'ordre zéro dominant. (figure III-6).

Le volume de la cavité est diminué de celui du microphone si bien que l'on observe un glissement des résonances de cavité vers des fréquences plus basses lorsque r augmente, confirmant ainsi l'attribution faite.

Si la membrane du microphone affleure la surface interne de la coque ($r=b$), cette cause d'erreur disparaît. On observe alors un signal de longue durée, lentement amorti, avec un début peu riche en harmoniques (figure III-7). Son spectre présente des raies nettement marquées, attribuées pour l'essentiel aux modes de "cavité" et de "flexion" (figure III-8).

4. CALCUL DES DEVELOPPEMENTS.

4.1. DANS LE CADRE DE LA THEORIE DE L'ELASTODYNAMIQUE. [23]

4.1.1. DETERMINATION DES FREQUENCES PROPRES.

La mise en équation du mouvement vibratoire à symétrie axiale conduit à l'écriture, pour chaque ordre n , d'un système de 6 équations linéaires (cf annexe n° 2).

$$(III-6) \quad \alpha_n M_n = N_n$$

Les fréquences propres réduites sont les solutions complexes $X_l(n)$ de l'équation:

$$(III-7) \quad \det | \alpha_n(X_l) | = 0 \quad ; \quad l=1,2,3, \dots \text{ numéro d'ordre de la solution.}$$

En posant $\rho_1=0$ dans α_n , on obtient les solutions réelles $X_{n,l}^0$ qui représentent les fréquences propres de la sphère isolée (figure III-9).

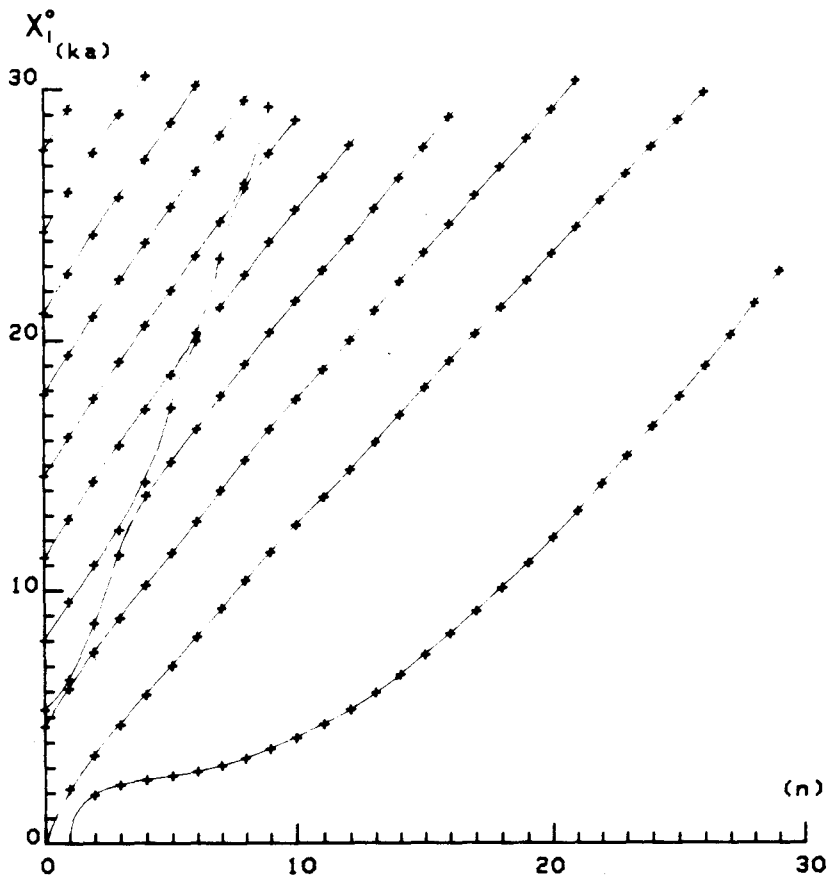


Figure III-9: Fréquences propres $X_{n,l}^0$. ($a=29\text{mm}, b=28\text{mm}, \rho_s=900\text{kg/m}^3$).

L'introduction de $X_{n,l}^0$ dans (III-7) permet d'obtenir par itérations successives les solutions:

$$(III-8) \quad X_{n,l} = X_{n,l}^0 + X'_{n,l} - i X''_{n,l}$$

$X'_{n,l}$ mesure le déplacement de fréquence dû à l'inertie de l'air,

$X''_{n,l}$ traduit l'amortissement de la résonance par rayonnement dans l'air.

Les solutions $X_{n,l}^0$ voisines des zéros de $j'_n(kb)$ correspondent aux vibrations de cavité qui ne sont pas perturbées par le couplage avec la paroi élastique.

La branche basse (figure III-9) correspond à un mode de flexion dominant analogue au mode de Lamb antisymétrique A_0 d'une plaque; s'il n'y avait pas couplage avec le mode de cavité, le mode d'extension dominant en basse fréquence, serait constitué par une branche qui apparaît, à cause du couplage, comme une succession de segments sur le graphe.

Ces considérations simples permettent d'attribuer un caractère dominant à chaque solution du système.

4.1.2 CALCUL DES COEFFICIENTS $g_n^d(X)$ et $g_n^c(X)$.

La résolution par la règle de Cramer du système (III-6) fournit les coefficients $g_n^d(X)$ et $g_n^c(X)$ des développements en série modale exprimant les fonctions de transfert. Caractérisant le rayonnement, elles sont calculées après soustraction d'un fond rigide [14,15] . Elles montrent un accord semi-quantitatif avec les résultats expérimentaux obtenus en champ proche (figures III-5b) ou à l'intérieur de la cavité (figure III-8b). L'identification a été faite grâce aux courbes de dispersion calculées et à un calcul fait mode par mode.

Les différences d'amplitudes sont imputables à la fonction d'appareil du spectromètre, au filtrage temporel utilisé (cf. § III-5.8), à la résolution fréquentielle ainsi qu'à l'écart à la symétrie du diffuseur.

4.2. DANS LE CADRE DE LA THEORIE DES COQUES. [4,18]

Dans le cas d'une coque mince et dans le domaine basse fréquence, l'utilisation de l'approximation de Love dans le cadre de la théorie des coques permet d'écrire une expression analytique simple des fonctions de transfert. La

contribution des différents modes de vibration est alors facilement mise en évidence.

4.2.1. LES EQUATIONS DE TIMOSHENKO. [25,26](cf annexe n° 3)

Dans l'écriture de la solution harmonique, le déplacement radial de la coque s'écrit:

$$(III-9) \quad W = \sum_{n=0}^{\infty} R A_n P_n(\cos\theta)$$

La charge de pression (différence entre les pressions interne et externe) s'écrit en fonction de la vitesse radiale \dot{W} de la coque:

$$(III-10) \quad p = \sum_{n=0}^{\infty} p_n P_n(\cos\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} -i \omega R A_n Z_n^c P_n(\cos\theta)$$

définissant ainsi l'impédance de coque Z_n^c .

Le mouvement tangentiel méridien s'écrit:

$$(III-11) \quad u_\varphi = \frac{dU}{d\varphi}, \quad U = \sum_{n=0}^{\infty} B_n P_n(\cos\theta)$$

A_n et B_n sont solution de:

$$(III-12) \quad \begin{cases} -[(\nu-1-\Delta) - \Omega^2 + \alpha(\nu-1-\Delta)] B_n \\ \quad + [1+\nu + \alpha(\nu-1+\Delta)] A_n = 0 \\ [2(1+\nu) - (\Delta+2)(1-\nu) + \alpha\{2(1+\nu) + (\Delta+2)(\Delta-1-\nu)\}] B_n \\ \quad - 2[2(1+\nu) - \Omega^2 + \alpha\{2(1+\nu) + (\Delta+2)(\Delta-1-\nu)\}] A_n = \mu p_n \end{cases}$$

avec

$$\alpha = \frac{h^2}{12R^2} \ll 1, \quad \mu = \frac{R}{Eh}(1-\nu^2),$$

$$\Omega^2 = \rho_s \frac{\omega^2}{E}(1-\nu^2) = X^2 \frac{c^2}{c_p}, \quad \Delta = -n(n+1)$$

Si l'on isole la coque ($p_n=0$), la condition de compatibilité donne l'équation aux fréquences (cf annexe n° 3) dont les solutions sont notées:

X_n^{0M} pour le mode de type "membrane" et

X_n^{0F} pour le mode de type "flexion" ($n>1$) d'ordre n

4.2.2. IMPEDANCE REDUITE DE COQUE ζ_n^c .

En introduisant le terme de pression (III-10) dans la décomposition en modes normaux, le système (III-12) permet d'obtenir l'expression de l'impédance de coque que l'on écrit sous forme réduite:

$$(III-13) \quad \zeta_n^c = \frac{Z_n^c}{i\rho c} = \begin{cases} \frac{\rho_s h}{\rho R} (X^2 - X_n^{0M^2}) / X, & n=0 \\ \frac{\rho_s h}{\rho R} \frac{(X^2 - X_n^{0M^2})(X^2 - X_n^{0F^2})}{X(X^2 - X_D^2)}, & n \geq 1 \end{cases}$$

on a posé:

$$X_D^2 = (v-1-\Delta) \frac{c_p^2}{c^2}, \quad X = kR$$

4.2.3. EXPRESSION DES COEFFICIENTS $g_n^d(X)$ et $g_n^c(X)$.

On considère la coque dans l'air, et la cavité remplie d'air. Compte-tenu des développements de p_{ext} (III-1,2) et p_{int} (III-3) et de la condition de continuité de vitesse radiale,

il vient:

$$(III-14) \quad g_n^c(X) = \frac{\left(\frac{h}{h'}\right)_n^{(1)} - \left(\frac{j}{j'}\right)_n}{-\zeta_n^c - \left(\frac{j}{j'}\right)_n + \left(\frac{h}{h'}\right)_n^{(1)}}$$

et

$$(III-15) \quad g_n^d(X) = \frac{-\zeta_n^c \frac{j_n}{h_n^{(1)}}}{-\zeta_n^c - \left(\frac{j}{j'}\right)_n + \left(\frac{h}{h'}\right)_n^{(1)}}$$

$\left(\frac{h(X)}{h'(X)}\right)_n^{(1)}$ est l'impédance réduite de rayonnement pour l'onde divergente

d'ordre n et

$\left(\frac{j(X)}{j'(X)}\right)_n$ est l'impédance réduite d'ordre n de la cavité.

Si la coque est vide il vient:

$$(III-16) \quad g_n^d(X) = - \frac{j_n(X) - \zeta_n^c j_n'(X)}{h_n^{(1)}(X) - \zeta_n^c h_n'^{(1)}(X)}$$

4.2.4. FREQUENCES DE RESONANCE DE LA COQUE REMPLIE

D'AIR.

Elles sont données par les zéros complexes du dénominateur de $g_n^c(X)$.

la figure (III-10) représente les fréquences de résonance solutions de:

$$(III-17) \quad -\zeta_n^c - \left(\frac{j}{j'}\right)_n + \text{réel} \left(\frac{h}{h'}\right)_n^{(1)} = 0$$

On les calcule, dans le domaine de fréquences étudié ($n, ka < 15$), par approximations successives à partir de X_n^{oM} , X_n^{oF} et des zéros X_{n1}^o de $j'_n(X_{n1}^o) = 0$; suivant l'origine de la solution approchée, on identifiera chaque solution par son appartenance à un mode :

$X_n^M \approx X_n^{oM}$ mode de "membrane".

$X_n^F \approx X_n^{oF}$ mode de "type flexion",

$X_n^C \approx X_{n1}^o$ mode de cavité de la branche I.

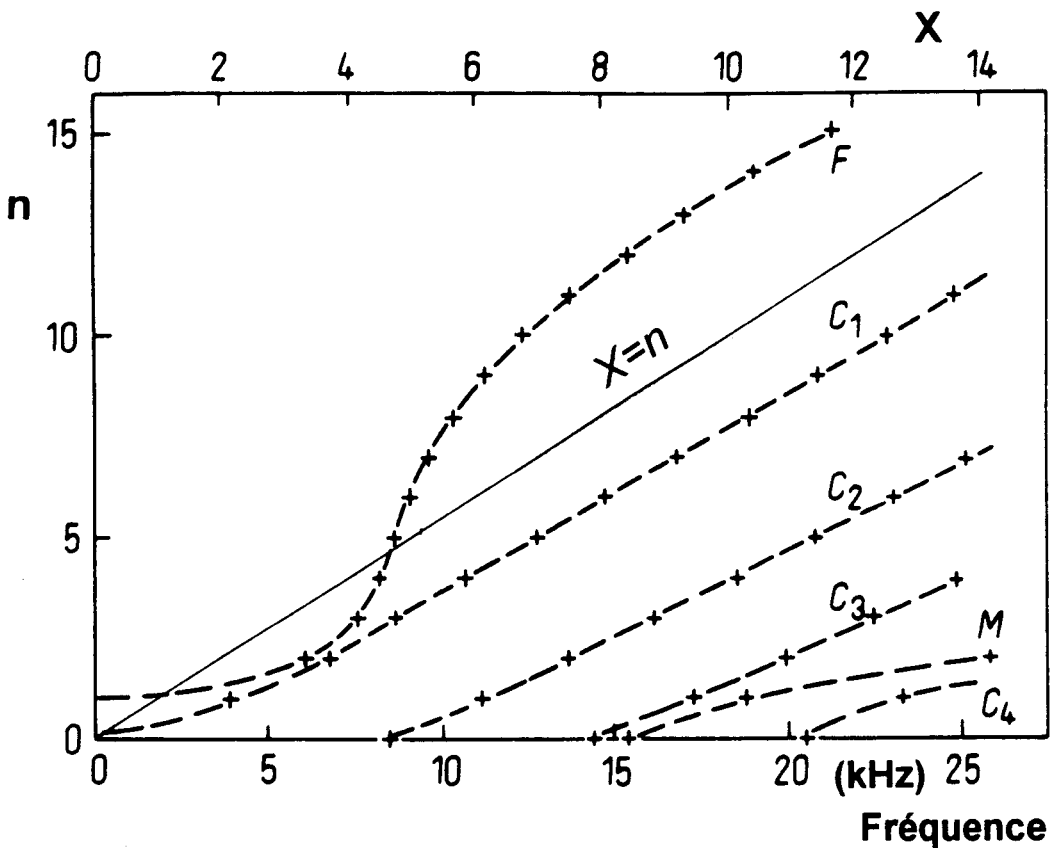


Figure III-10: Courbes de dispersion calculées.
(sphère étudiée; hypothèse de Love).

La formule (III-14) permet de calculer l'amplitude et la largeur des raies qui apparaissent dans le spectre de l'onde transmise dans la cavité; on note la

présence (tableau III-1) :

- de raies intenses et "larges" (C_{21} , F_2 , F_3 , C_{31}).
- de raies très fines (C_{01} , C_{12}) dont l'amplitude ne peut être restituée exactement par un calcul mené pas à pas ni mesurée correctement expérimentalement à cause de la convolution par la fonction d'appareil.

Tableau III-1 : Largeur et amplitude des premières raies calculées à l'intérieur de la cavité.

Raie	fréquence (kHz)	largeur à -3dB (Hz)	$H_{cn}^{Max} j_n(kr)$	
			r=12mm	r=24mm
C_{11}	4.06	0.3	200	314
C_{21}	6.30	26	11.5	30
F_2	6.85	69	5.0	11.7
F_3	7.78	106	1.6	7.6
F_4	846	126	0.3	3.2
C_{01}	8.73	0.08	157	54
C_{31}	8.94	22	9.6	38
F_5	8.96	78	0.1	2.6
F_6	9.52	28	0.08	3.3
F_7	10.25	10	0.05	4.5
C_{41}	11.05	53	13	88
F_8	11.19	4.2	0.04	5.8
C_{12}	11.55	0.00	631	165
F_9	12.39	2.5	0.02	6.6
C_{51}	13.19	2.6	11.8	131
F_{10}	13.86	2.1	0.01	6.5
C_{22}	14.18	0.12	400	96
C_{02}	14.95	8.1	1.1	1.4
C_{51}	15.31	1.7	8.9	165
F_{11}	15.6	2.4	0.01	5.7
M_0	15.67	120	0.2	0.2
C_{32}	16.70	0.2	321	72
C_{71}	17.41	1.3	6.2	191
F_{12}	17.60	3.5	0.00	4.4
C_{13}	17.87	1.1	35	4.8
M_1	19.14	85	0.23	0.37
C_{42}	19.14	0.2	287	58
C_{01}	19.50	1.1	4.0	2.08

4.2.5. INFLUENCE DES CONDITIONS EXPERIMENTALES SUR LA REPOSE RESONNANTE.

Lorsque la coque est vide, le facteur de diffusion S_n de la coque sphérique s'écrit [14,15,24]:

$$(III-18) \quad S_n = 1 + 2g_n^d(X) = S_n^{(r)} \frac{\zeta_n^c - h_n^{(2)}/h_n^{(2)}(X)}{\zeta_n^c - h_n^{(1)}/h_n^{(1)}(X)},$$

$$S_n^{(r)} = -\frac{h_n^{(2)}(X)}{h_n^{(1)}(X)},$$

(r) fait référence à la diffusion d'un corps rigide.

En introduisant l'expression asymptotique de $h_n^{(1)}(kr_0)$ dans (III-5) le facteur de forme résonnant s'écrit:

$$(III-19) \quad f_n^{res}(\theta) = f_n(\theta) - f_n^{(r)}(\theta) \cong \frac{2n+1}{iX} (S_n - S_n^{(r)}) P_n(-\cos\theta),$$

et en explicitant l'impédance de coque, il vient dans l'approximation à un niveau:

$$(III-20) \quad f_n^{res}(\pi) \cong (2n+1) \cdot \left[\frac{S_n^{(r)}(X_n^F)}{X_n^F} \frac{\Gamma_n^F}{X_n^F - \frac{i}{2} \Gamma_n^F - X} \text{ ou } \frac{S_n^{(r)}(X_n^M)}{X_n^M} \frac{\Gamma_n^M}{X_n^M - \frac{i}{2} \Gamma_n^M - X} \right]$$

Γ_n^M et Γ_n^F sont les largeurs des raies, respectivement, de type "membrane" et "flexion"

on a posé pour l'impédance de rayonnement ($n > 1$):

$$\frac{h_n^{(1)}(X)}{h_n^{(1)'}(X)} = -\beta_n - i\alpha_n, \quad \beta_n, \alpha_n > 0; \quad \text{quand } n < X, \alpha_n \approx 1 \text{ sinon } \alpha_n \text{ est très petit.}$$

D'après (III-13) et les solutions X_n^F et X_n^M tirées de (A3-11), pour n grand, $X_D^2 \approx X_n^M^2$ et $X_n^{F^2} \ll X_n^M^2$.

La largeur de la raie de type "flexion" est donnée par:

$$\Gamma_n^F = \alpha_n \frac{\rho R}{\rho_s h} \frac{X_D^2 - X_n^{F^2}}{X_n^{M^2} - X_n^{F^2}} \cong \alpha_n \frac{\rho R}{\rho_s h}; \quad \text{quand } X_n^F < n, \alpha_n(X_n^F) \ll 1, \text{ les raies seront fines.}$$

La largeur de raie de type "membrane" est donnée par:

$$\Gamma_n^M = \alpha_n \frac{\rho R}{\rho_s h} \frac{X_n^{M^2} - X_D^2}{X_n^{M^2} - X_n^{F^2}} \ll \alpha_n \frac{\rho R}{\rho_s h}; \quad \alpha_n(X_n^M) \approx 1, \text{ l'amortissement dépendra de } \frac{\rho R}{\rho_s h}.$$

La largeur des raies de résonance est gouvernée par l'impédance de rayonnement ($\alpha_n(X)$) et le rapport $\frac{\rho R}{\rho_s h}$. Ce rapport conditionne également leur

amplitude puisqu'il intervient dans l'expression de l'impédance de coque (III-13).

L'amplitude de la résonance X_n^F est nettement plus importante ($X_n^F < X_n^M$).

Quand h/R croît, l'amortissement du mode n de type "membrane" décroît mais celui du mode n de type "flexion" croît, pour les faibles valeurs de n (figure III-10), selon $\alpha_n(X_n^F)$; cet effet est particulièrement accusé dès que $\frac{\rho R}{\rho_s h} \gtrsim 1$.

Les coefficients élastiques des milieux interviennent de façon secondaire par le rapport c_p/c

5. ETUDE DU COUPLAGE PAR SIMULATION NUMERIQUE D'UNE EXPERIENCE DE DIFFUSION. [27]

L'étude expérimentale effectuée sur la coque sphérique plongée dans l'air montre que les vibrations à caractère flexion sont prépondérantes dans le spectre de l'onde rayonnée. La finesse des raies est fortement affectée par le

rapport $\frac{\rho R}{\rho_s h}$.

De manière à mieux rendre compte des modes de flexion et ainsi mettre correctement en évidence le couplage "fluide-solide", La théorie des coques "complète" prenant en compte l'inertie de rotation et l'effet du cisaillement (annexe n°3), est utilisée pour la simulation numérique d'une expérience de diffusion dans le cas d'un couplage fort.

5.1. DEFINITION DE L'ETUDE.

Une coque d'acier sphérique vide est plongée dans l'eau. La sphère est excitée par une onde impulsive dont le signal est semblable à celui décrit dans les expériences précédentes. Après avoir calculé la réponse en fréquence, on obtient le signal rétrodiffusé par transformée de Fourier inverse.

Les données du problème sont pour

l'eau : $\rho = 1000 \text{ kg / m}^3$, $c = 1500 \text{ m/s}$,

l'acier : $\rho_s = 7800 \text{ kg / m}^3$, $c_p = 5376 \text{ m/s}$, $c_T = 3180 \text{ m/s}$, $c_R = 2950 \text{ m/s}$

la géométrie : $R = 0.24 \text{ m}$, $r = 0.30 \text{ m}$, $r_o = 2.4 \text{ m}$.

c_R : célérité de l'onde de Rayleigh; c_T : célérité de l'onde de cisaillement; C_p : célérité de l'onde plaque.

Le calcul est mené pour différentes valeurs de h/R .

5.2. FREQUENCES PROPRES DE LA COQUE ISOLEE.

La résolution de l'équation caractéristique (A3-9) pour chaque valeur de n ($n > 0$) fournit trois solutions $X = \omega R / c$ dont la représentation en fonction de l'entier n est donnée figure III-11.

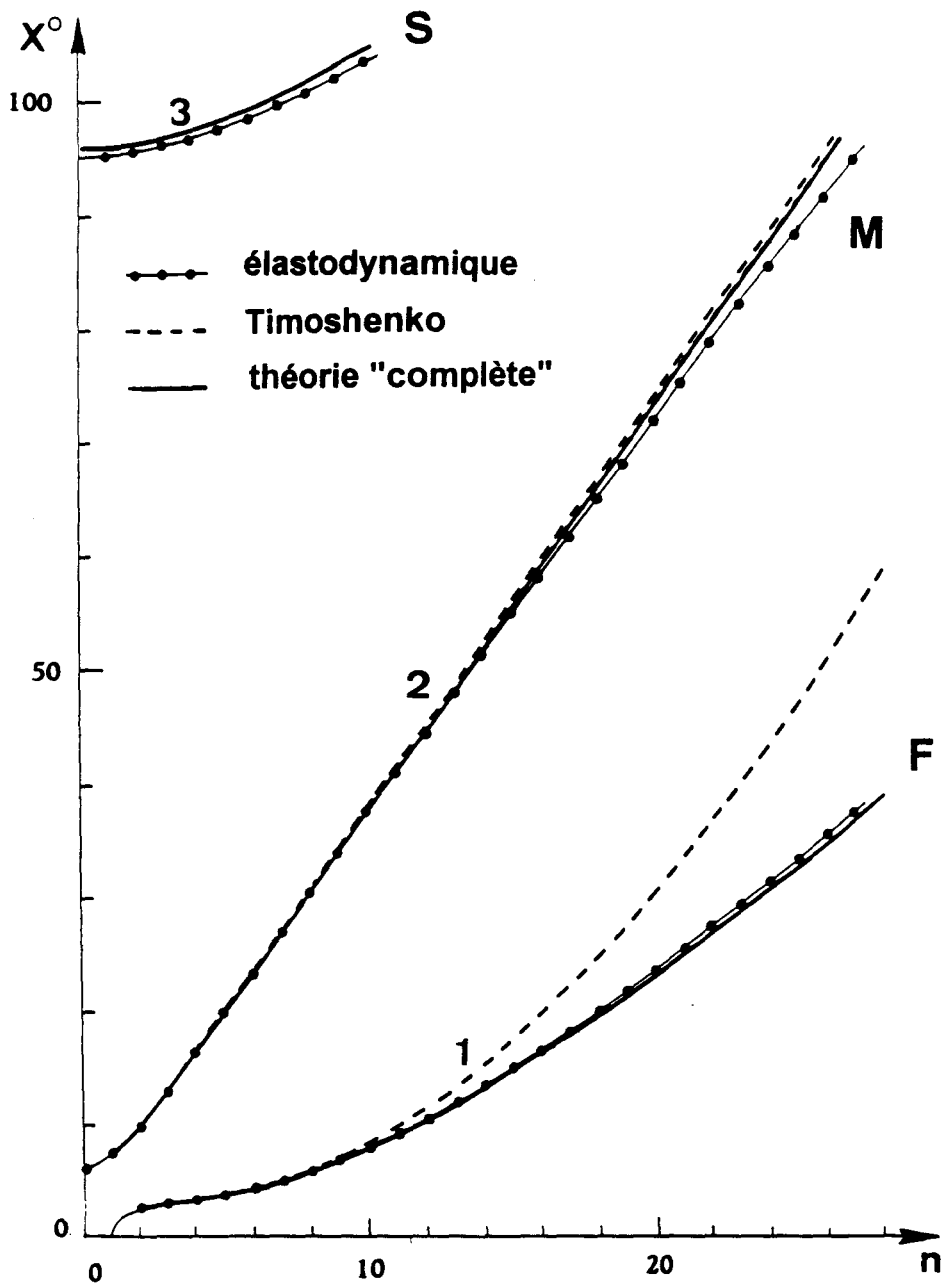


Figure III-11:

*Fréquences propres d'une sphère (acier $h/R=0.07$):
comparaison des différentes méthodes de calcul.*

Les trois courbes de dispersion de fréquences sont étiquetées, dans l'ordre des fréquences croissantes $X_n^{oF} < X_n^{oM} < X_n^{oS}$, d'après le caractère dominant de la vibration soit respectivement : "Flexion", "Membrane" et "Cisaillement". Pour $n=0$ la solution X_n^{oS} correspond à une vibration de cisaillement de longueur d'onde $\lambda_T=2h$ et $X_n^{oS} = \pi \frac{R}{h} \frac{c_T}{c}$.

5.3. LECTURE DES COURBES DE DISPERSION DE FREQUENCES: VITESSE DE GROUPE c_g ET VITESSE DE PHASE c_φ . [27bis,28]

On peut considérer que les résonances observées pour chaque mode n sont le résultat d'un phénomène d'onde stationnaire pour les ondes guidées dans la coque mince suivant des trajets méridiens de longueur moyenne $2\pi R$ [15]; écrite sous cette forme, compte tenu de la focalisation de l'onde aux pôles de la sphère, la vibration propre est définie par la condition de résonance:

$$2\pi R = \left(n + \frac{1}{2}\right) \lambda_n^i, \quad (i = F, M, S; n > 0)$$

$$k_n^i R = n + \frac{1}{2} = \frac{\omega_n^i R}{c_{\varphi n}^i}$$

$$\text{soit: } X_n^{oi} = \frac{\omega_n^i R}{c} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{c_{\varphi n}^i}{c}$$

A un facteur près, les courbes $X_n^{oi}(n)$ correspondent aux courbes $\omega^i(k_i)$.

En un point Q ($X_n, n+1/2$) de la courbe de dispersion de fréquences on a:

$$(III-21a) \quad \frac{X_n^{oi}}{(n+1/2)} = \frac{c_{\varphi n}^i}{c},$$

la pente de la droite joignant l'origine au point Q permet de déterminer la vitesse de phase $c_{\varphi n}^i$;

$$(III-21b) \quad \frac{dX_n^{0i}}{dn} = \frac{d\omega_n^i}{c} \frac{1}{dk_n^i} = \frac{c_{gn}^i}{c},$$

la pente de la tangente en Q détermine la vitesse de groupe c_{gn}^i .

L'application de ces relations permet le calcul des courbes de vitesse sous réserve que $\Delta n=1$ soit une variation suffisamment petite. (figures III-16, 17)

5.4. COMPARAISON DES DIFFERENTES APPROXIMATIONS.

Pour le cas étudié, la figure III-11 met en évidence la qualité de deux approximations par rapport au calcul mené dans le cadre de l'élastodynamique.

5.4.1. APPROXIMATION DE TIMOSHENKO.(annexe n°3)

Seuls deux modes propres sont issus de cette approximation.

On obtient une approximation correcte de X_n^{0M} .

X_n^{0F} est calculé correctement tant que c_φ^F reste faible. On n'atteint pas la valeur limite donnée par la célérité de l'onde de Rayleigh (c_R). Toutefois, cette approximation peut être retenue pour les faibles valeurs de n.

5.4.2. CALCUL ACTUEL.

Le mode de "Flexion" (X_n^{0F}) rend mieux compte de la courbe de dispersion et la vitesse de phase est correctement restituée.

Le mode "Membrane" (X_n^{0M}) donne bien un palier pour la courbe de dispersion de vitesse mais pour une vitesse de phase c_p et non c_R ; l'approximation n'est pas correcte en hautes fréquences.

Le mode de "Cisaillement" (X_n^{0S}) est calculé de façon approchée pour $n \neq 0$; la fréquence de coupure X_0^{0S} est correctement définie.

Cette théorie est applicable jusqu'à $X \leq X_0^{0S}$

5.5. CALCUL DE L'IMPEDANCE MODALE DE COQUE REDUITE ζ_n^c .

Pour exprimer l'effet de la pression du fluide, lors de la décomposition en modes normaux, on introduit le terme de pression dans le système d'équations de mouvement (A3-3).

Le système ainsi modifié permet d'obtenir les coefficients d'impédance de coque.

$$(III-22) \quad \zeta_n^c = \frac{Z_n}{i\rho c} = \frac{\rho_s c_p}{\rho c} \frac{h}{R} \frac{1}{\Omega} \frac{D_0}{D_{32}^M}$$

D_0 : déterminant 3x3 des coefficients de (A3-3)

D_{32}^M : mineur de D_0 .

que l'on peut écrire:

$$(III-23) \quad \zeta_n^c \approx \frac{\rho_s h}{\rho R} \frac{1}{X \cdot X_n^{oS^2}} \frac{(X^2 - X_n^{oF^2})(X^2 - X_n^{oM^2})(X^2 - X_n^{oS^2})}{(X_D^2 - X^2) \left[1 + 2\alpha k_s' (X_D^2 - X^2) \frac{c^2}{c_p^2} \right]}$$

si $\alpha \ll 1$, $X_D^2 \approx [n(n+1) - 1 + \nu] \frac{c_p^2}{c^2}$

Dans le domaine de fréquences étudiées ($X < X_0^{oS}$) il vient:

$$(III-24) \quad \zeta_n^c \approx \frac{\rho_s h}{\rho R} \frac{(X^2 - X_n^{oF^2})(X^2 - X_n^{oM^2})}{X(X^2 - X_D^2)}, \quad n \geq 1$$

Quelle que soit l'approximation de la théorie des coques, on a la même expression mais ici les solutions X_n^{oF} sont exactes.

$g_n^d(X)$ (III-16) peut maintenant être calculé permettant ainsi l'obtention des réponses en fréquences et des signaux rayonnés.

5.6. LES POLES COMPLEXES DE $g_n^d(X)$.

Les particularités des phénomènes de diffusion étudiés, qu'on les observe à travers le spectre de la fonction de forme ou à partir de la forme d'onde rétrodiffusée sont étroitement liées aux pôles de $g_n^d(X)$. Dans l'hypothèse d'une coque vide, ils sont les zéros complexes de:

$$(III-25) \quad h_n^{(1)}(X) - \zeta_n^c(X) h_n^{(1)}(X) = 0$$

Dans le cas où le couplage est faible, $\rho_s h / (\rho R)$ est grand ($\rho \ll \rho_s$); en dehors des fréquences propres $\zeta_n^c(X)$ est toujours grand et seul le second terme intervient, les solutions sont donc pratiquement:

des fréquences réelles X_n^{oM} et X_n^{oF} , X_n^{oS} du résonateur,
 et des zéros complexes $X_{n,1,2,\dots}^{Fr}$ de $h_n^{(1)}(X)$. avec pour premier

$$\text{d'entre eux } X^p = X_{n1}^{oFr} \approx n + \frac{1}{2} - e^{i\pi/3} \left(\frac{n+1/2}{2} \right)^{1/3}$$

C'est le cas de l'étude expérimentale précédente.

Si le couplage est important, on recherche numériquement les solutions complexes exactes de (III-25) par approximations successives en partant des valeurs initiales X_n^{oM} et X_n^{oF} , X_n^{oS} et X_{n1}^{oFr} . Ceci permet d'attribuer, selon son point de départ, un caractère à chaque solution X_n^M , X_n^F , X_n^S et X_{n1}^{Fr} (figures III-12,13).

Le décalage complexe des fréquences est lié à la valeur prise par l'impédance modale de rayonnement $h_n^{(1)}(X) / h_n^{(1)}(X)$.

- si $X \gg n + 1/2$, comme dans le cas du mode "membrane" on a:

$$h_n^{(1)}(X) / h_n'^{(1)}(X) \approx -i \quad \forall n$$

et

$$X_n^M \approx X_n^{oM} - i \frac{\rho R}{2\rho_s h} \frac{(1-\nu)}{\left(n + \frac{1}{2}\right)^2}, \text{ l'amortissement décroît avec } n.$$

- Dans le cas du mode "flexion" on a:

si $c_\varphi \ll c$, $X_n^{oF} < n$, $h_n^{(1)}(X) / h_n'^{(1)}(X) \approx -X / (n+1) + i\varepsilon$, $\varepsilon \ll 1$

et

$$X_n^F \approx X_n^{oF} - \frac{\rho R}{2\rho_s h} \frac{X_n^{oF}}{(1+n)} + i\varepsilon, \text{ le mode présente un décalage en}$$

fréquence qui va en s'atténuant; l'amortissement est faible.

si $c_\varphi > c$, $X_n^{oF} > n$, $X_n^F \approx X_n^{oF} - i \frac{\rho R}{2\rho_s h}$, le mode présente alors une

partie imaginaire constante de l'ordre de $-i$ dans le cas étudié (acier/eau, $h/R=0.07$)

Dans le cas de modes couplés, il y a partage entre les deux caractères "flexion" et "fluide"; si $X \approx n+1/2$, on se trouve au voisinage d'un pôle de $h_n^{(1)}(X) / h_n'^{(1)}(X)$, un développement au premier ordre donne:

$$h_n^{(1)}(X) / h_n'^{(1)}(X) \approx \frac{-X^p}{2(X - X^p)[X^p - (n+1/2)]}$$

L'effet de l'impédance de rayonnement est marqué pour la vibration de flexion lorsque la solution s'approche, par sa partie réelle, de $n+1/2$, c'est à dire pour $c_\varphi \approx c$.

En suivant la première solution (figure III-12), on voit que quand l'amortissement croît, la solution a le même caractère que celui du mode externe, on peut prédire que la résonance ne sera plus visible dans le spectre.

On vérifie que, pour la branche "membrane", l'amortissement décroît quand n augmente. Pour le mode "flexion", l'amortissement est faible pour $X < n$ et il tend vers 1 quand $X \gg n$. Il y a échange du caractère des modes "flexion" et "externe" dû au couplage. Le mode "cisaillement" ($X_n^{oS} > 95$) n'intervient pas dans l'étude.

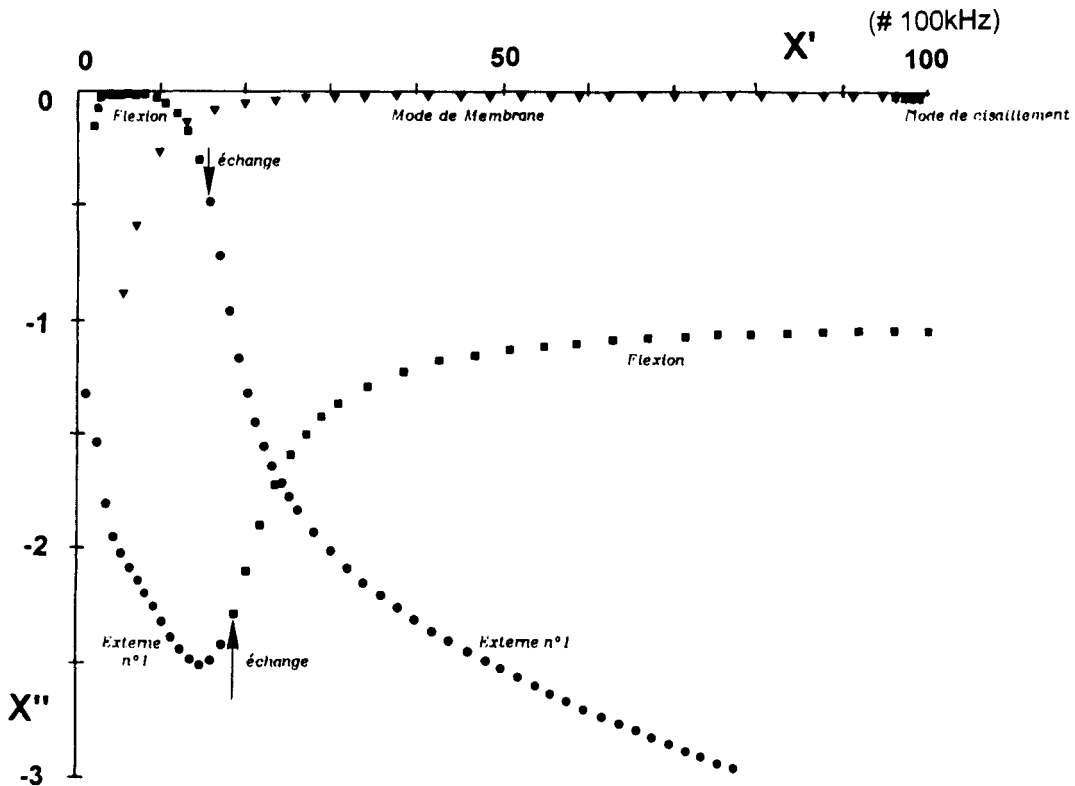


Figure III-12: Les pôles complexes de $g_n^d(X)$ (sphère acier $h/R=0.07$).

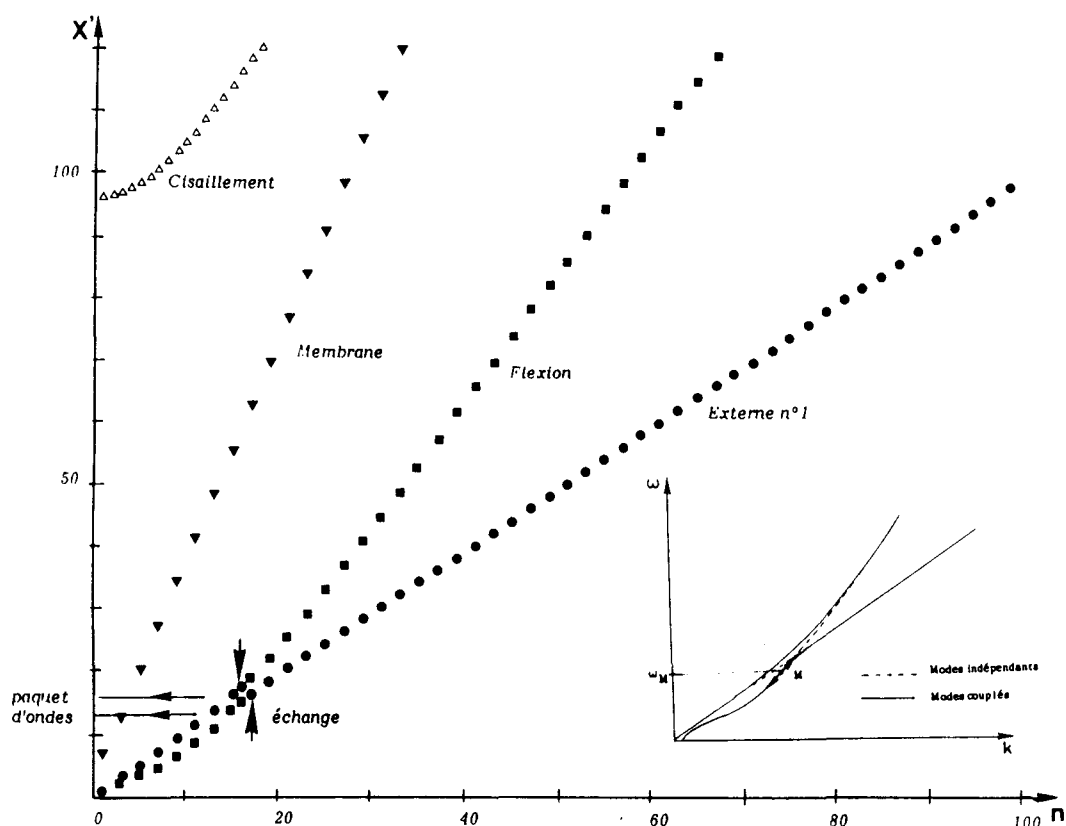


Figure III-13: Courbes de dispersion (sphère acier $h/R=0.07$).

5.7. REPONSE EN FREQUENCE EN RETRODIFFUSION.

Un calcul numérique mené pas à pas donne la représentation figure (III-14b). S'il est fait en passant exactement sur les résonances, l'amplitude des pics est alors mieux restituée (figure III-14a). On peut identifier les pics par superposition à la figure III-12. On reconnaît les raies de la branche de flexion pour n faible tout d'abord peu visibles puis de plus en plus fines pour s'élargir ensuite. Pour une fréquence supérieure à 20 kHz, des raies fines plus marquées correspondent aux modes de membrane. L'ondulation régulière est attribuable au mode de flexion (n élevé), elle contribue à la formation de l'onde circumférentielle.

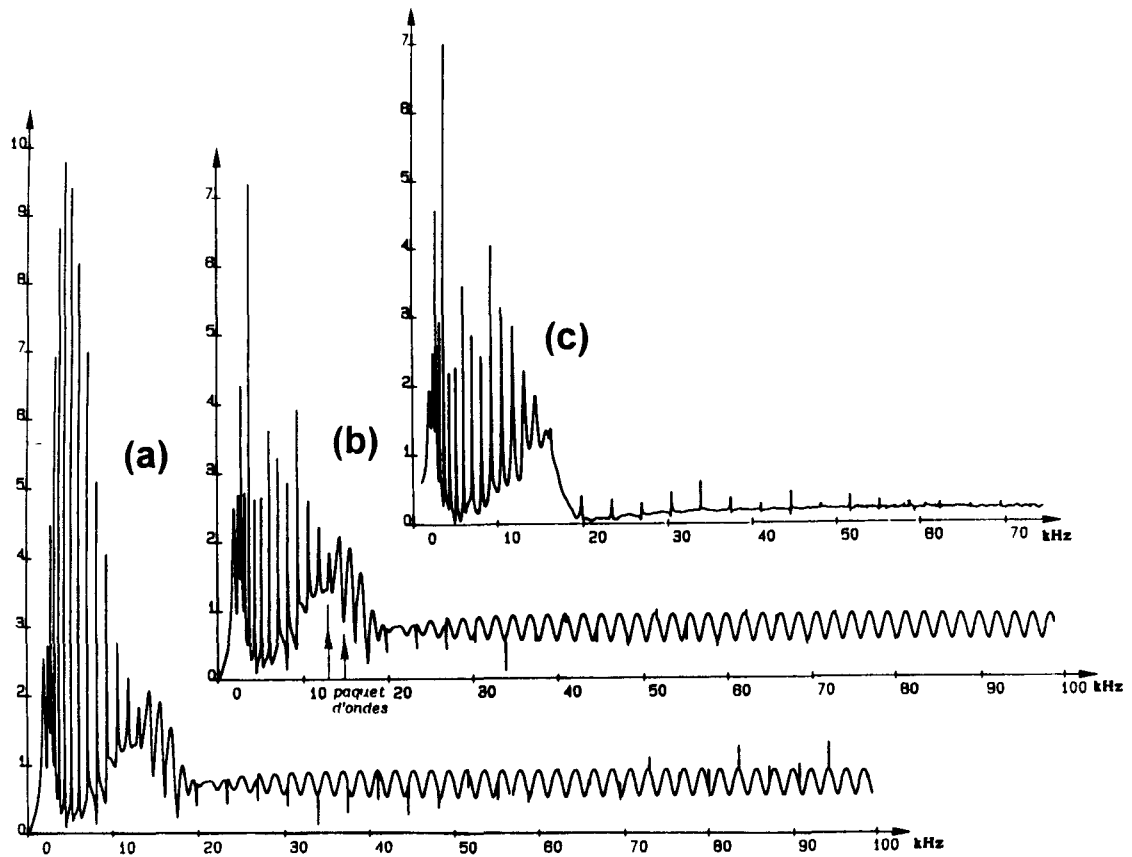


Figure III-14: Réponse en fréquence en rétrodiffusion.
a: calcul pôles inclus; b: calcul pas à pas;
c: après filtrage temporel. (sphère acier $h/R=0.07$).

5.8. SIGNAL TEMPOREL.

La fonction de forme de la figure III-14 est utilisée pour calculer le signal diffracté (figure III-15). On y distingue des paquets d'ondes bien constitués périodiques; en tenant compte de la circonférence, il est possible de calculer une vitesse de groupe c_g .

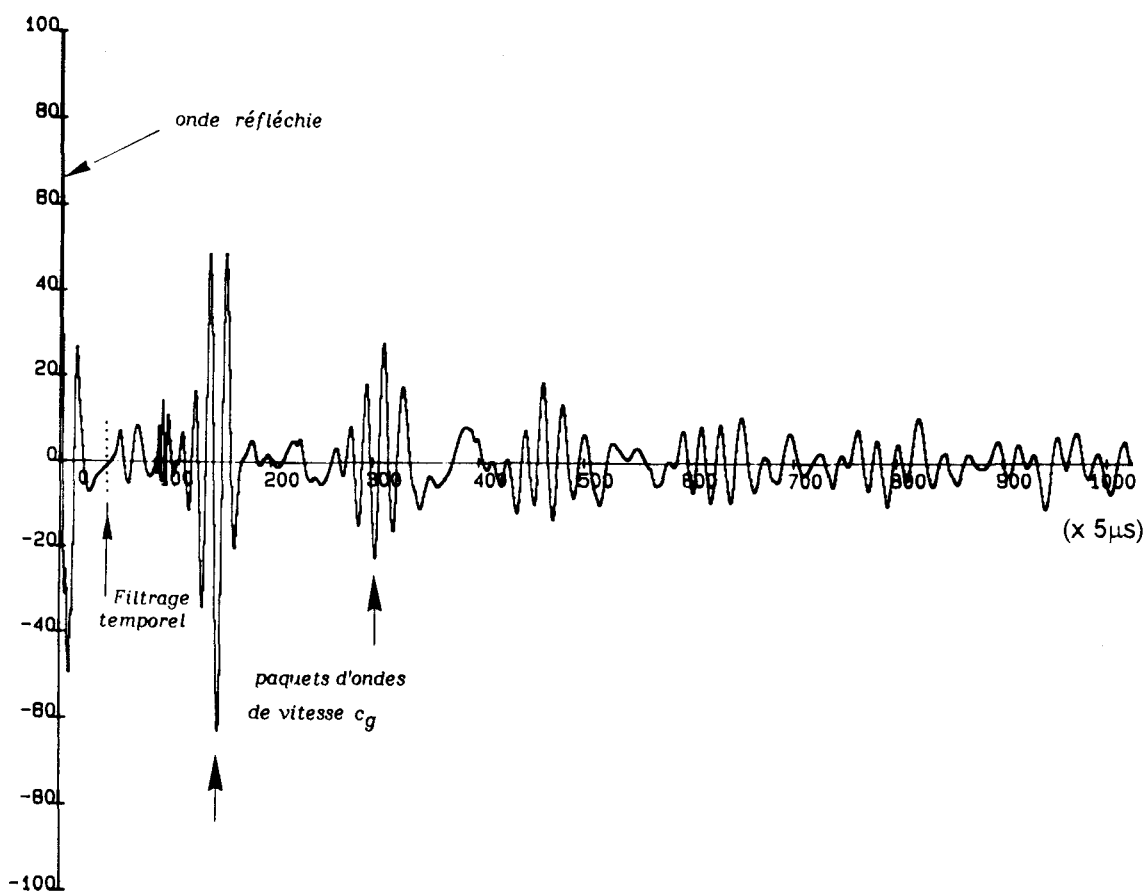


Figure III-15: *Onde rétrodiffusée (sphère acier $h/R=0.07$).*

L'effet du filtrage temporel, jusqu'à présent utilisé pour isoler l'onde rayonnée mesurée, est étudié en filtrant ce signal puis en prenant son spectre, on obtient la réponse de la figure III-14c . L'ondulation régulière a disparu, ce qui établit que le mode de flexion (n élevé) contribue à la formation de l'onde circumférentielle. Ceci explique également les résultats expérimentaux obtenus précédemment.

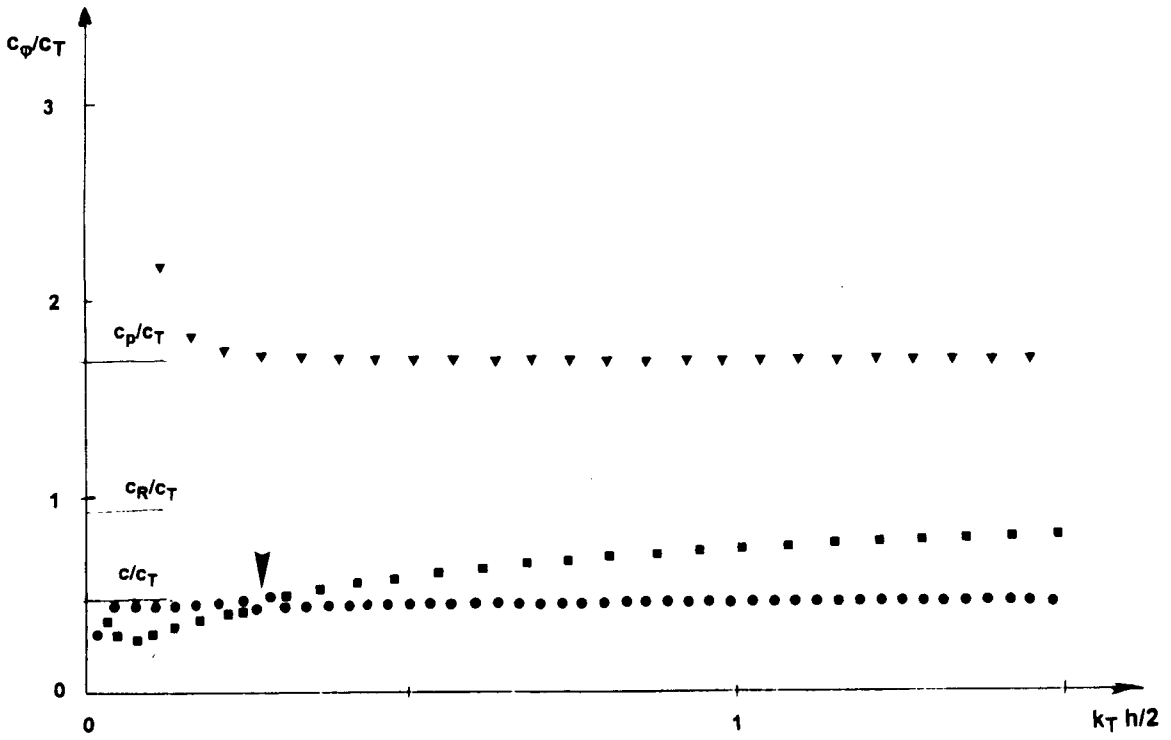


Figure III-16: Vitesse de phase (sphère acier $h/R=0.07$).

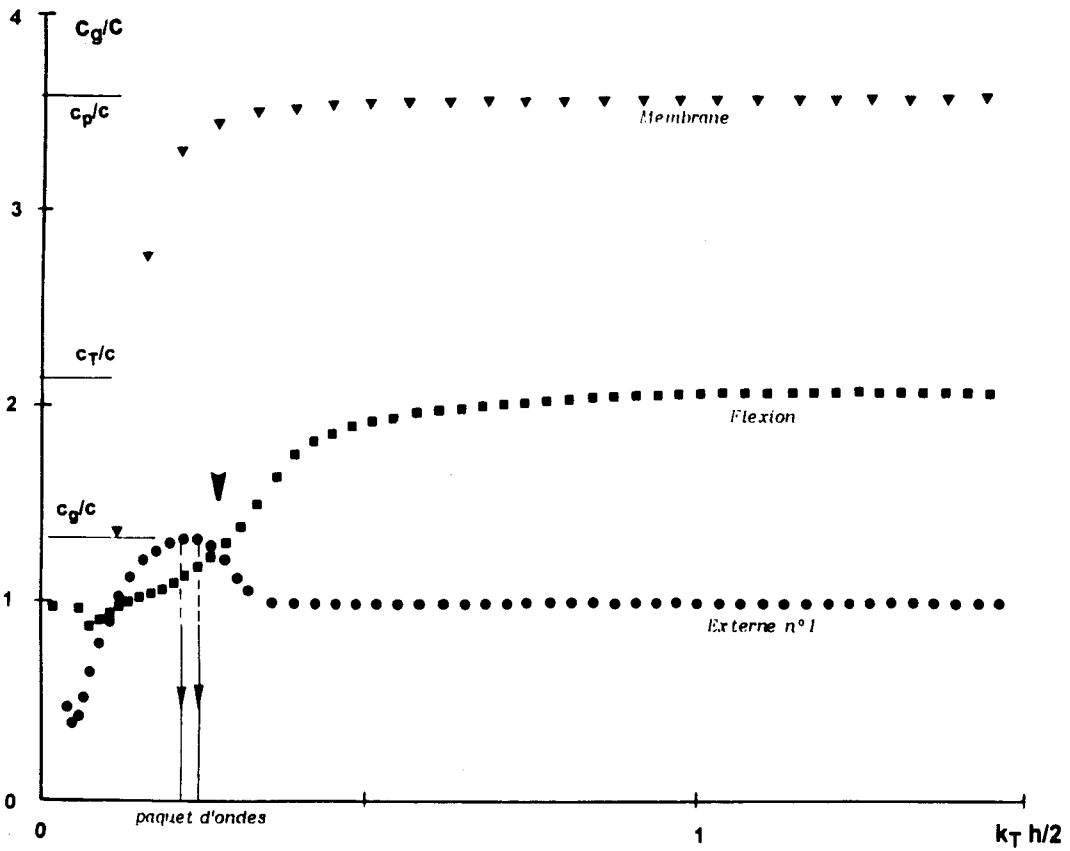


Figure III-17: Vitesse de groupe (sphère acier $h/R=0.07$).

5.9.. DISPERSION DE FREQUENCE ET VITESSE DE GROUPE.

D'après les relations (III-21a et b) , à chaque fréquence de résonance on peut faire correspondre une vitesse de phase c_φ (figure III-16) et une vitesse de groupe c_g (figure III-17). Les courbes de dispersion de vitesse de phase caractérisent le comportement limite des différents modes et confirme, par comparaison au comportement d'une plaque, l'attribution qui en est faite.

Les courbes de dispersion de vitesse de groupe montrent un maximum qui est facilement explicable. Considérons les courbes de dispersion du mode "externe" et du mode "flexion" dans le cas où le couplage est nul (figure III-13), elles s'entrecroisent quand $c_\varphi = c_{\text{mode externe}} \approx c$. Du fait du couplage, les courbes réelles s'écartent à hauteur du croisement en faisant apparaître un point d'inflexion M dans la branche inférieure; à ce point correspond un maximum de c_g . La présence de cet extremum justifie la formation d'un paquet d'ondes qui se déforme peu au cours du temps et subsiste sur plusieurs tours (figure III-15).

L'onde porteuse aura une vitesse de phase $c_\varphi \approx c$; ceci reste vrai pour toutes les coques.

Les courbes $c_\varphi^M(k_T \frac{h}{2})$ et $c_\varphi^F(k_T \frac{h}{2})$ se comparent aux modes symétrique S_0 et antisymétrique A_0 d'une plaque; le point correspondant à $c_\varphi = c$ dépend principalement de nh/R ($k_T \frac{h}{2} = (n+1/2) \frac{h}{2R} \frac{c_\varphi}{c_T}$). Pour la branche de "flexion", la condition $c_\varphi^F = c$ est obtenue pour une fréquence qui croît comme n c'est à dire comme R/h . (figures III-13 et 18).

L'identification de l'onde porteuse du paquet d'ondes permet de mesurer h/R lorsque la nature du système "coque-fluide" est connue.

Dans les différents cas considérés, c_{gM} varie peu, la mesure du temps de parcours permet d'estimer R .

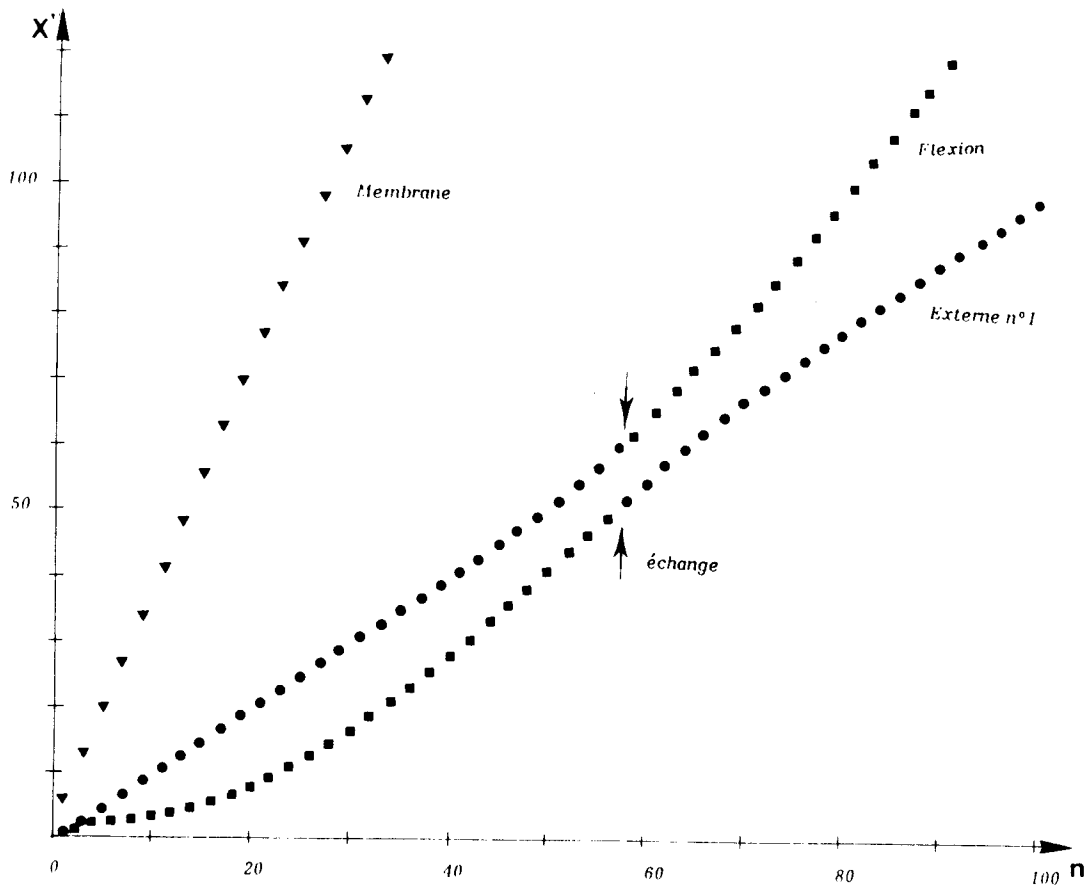


Figure III-18: Courbes de dispersion (sphère acier $h/R=0.02$).

On observe des paquets d'ondes ainsi que l'évolution de la fréquence de l'onde porteuse sur l'onde rétrodiffusée calculée pour différentes valeurs de h/R (figures III-19, 20). Dans le cas des coques très minces, l'onde de flexion basse fréquence génère une modulation très visible.

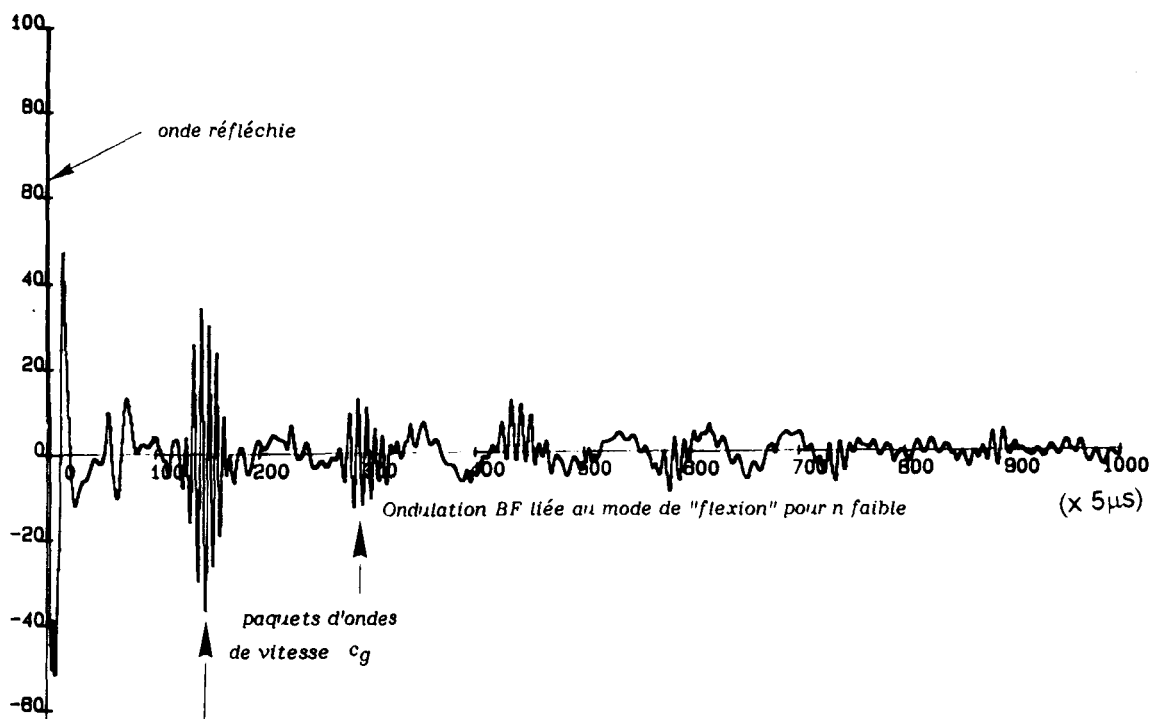


Figure III-19: Onde rétrodiffusée (sphère acier $h/R=0.04$).

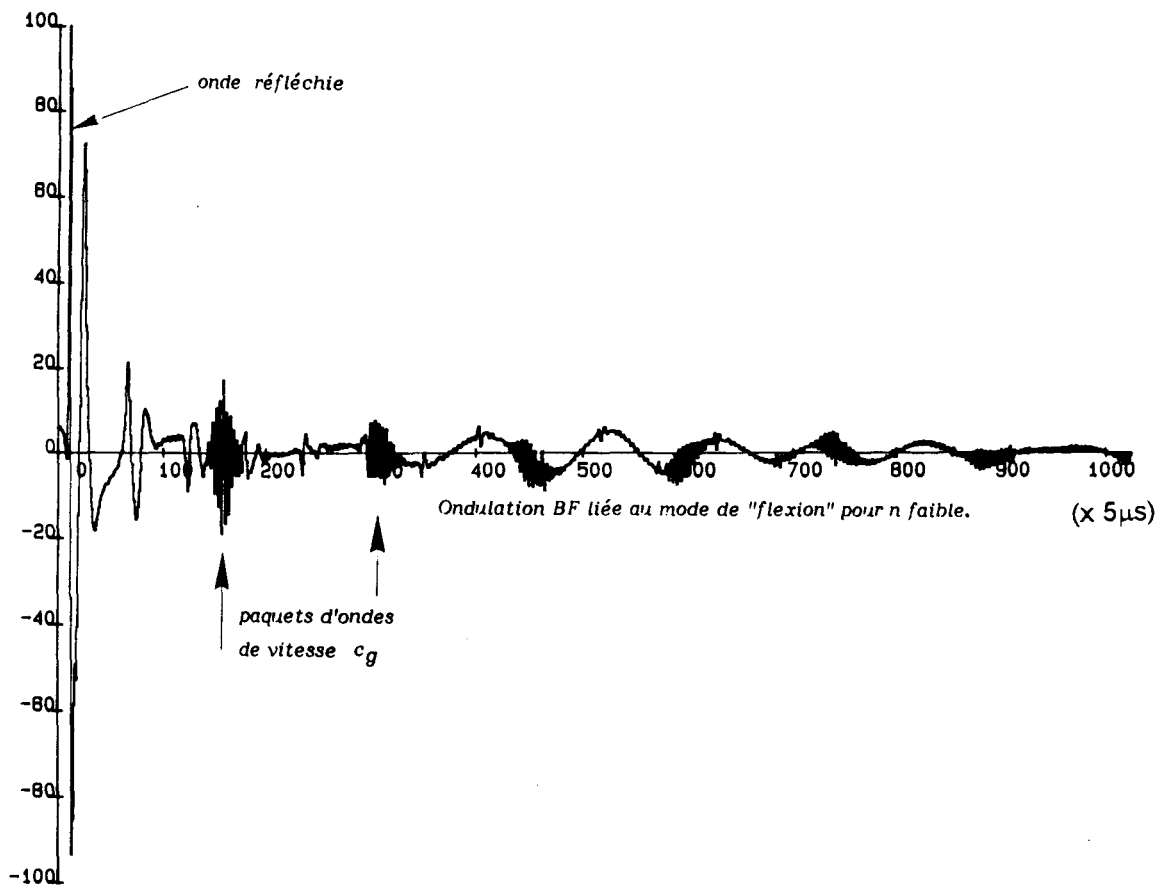


Figure III-20: Onde rétrodiffusée (sphère acier $h/R=0.02$).

6. CONCLUSION.

Le dispositif expérimental a parfaitement permis de restituer le spectre de rayonnement et d'identifier les différentes raies de résonance de la coque étudiée.

La largeur des raies est étroitement liée au rapport $\frac{\rho R}{\rho_s h}$.

La prépondérance des vibrations de type "flexion" dans le phénomène de diffusion a été mis en évidence. Elles sont fortement excitées lorsque la célérité de l'onde élastique "coïncide" avec celle de l'onde acoustique dans le fluide. Cette situation ne se rencontre pas dans le cas de l'étude de la diffraction faite dans l'air. L'effet d'un milieu dense est d'entraîner la formation d'un paquet d'ondes caractéristique qui trouve son origine dans le couplage du mode de "flexion" et du mode "externe" au voisinage de la fréquence critique où l'onde circumférentielle de "flexion" présente une célérité coïncidant avec celle de l'onde "fluide".

- CHAPITRE 4 -

**ETUDE EXPERIMENTALE DE LA
PROPAGATION D'UNE ONDE
ACOUSTIQUE DANS UN MILIEU
DIPHASIQUE :
LES MOUSSES SOUPLES DE
POLYURETHANE.**

- CHAPITRE 4 -

**ETUDE EXPERIMENTALE DE LA PROPAGATION D'UNE ONDE
ACOUSTIQUE DANS UN MILIEU DIPHASIQUE :
LES MOUSSES SOUPLES DE POLYURETHANE.**

Les matériaux poreux sont très utilisés en acoustique aérienne pour leurs propriétés d'absorption sonore.

Plusieurs auteurs ont proposé des modèles empiriques [29] ou théoriques [30] pour décrire le comportement acoustique de ces matériaux diphasiques. Ces modèles prennent en compte la compressibilité du fluide dans les pores d'une matrice solide rigide définie géométriquement.

La description de l'interaction d'une onde sonore avec une mousse souple de polyuréthane ne peut se faire de manière satisfaisante avec de telles théories. En effet, la nature viscoélastique de la matrice ne peut être ignorée [4].

La théorie de Biot [31], initialement appliquée aux roches et aux sols, permet de prendre en compte l'air pour son comportement viscothermique dans les pores mais aussi pour son interaction avec la matrice viscoélastique.

Ce modèle phénoménologique est ici employé pour l'interprétation de l'étude expérimentale de la propagation acoustique dans les mousses souples de polyuréthane. Dans le cas de mousses à très faible résistivité au flux, l'hypothèse du fluide absorbant, issue de la théorie de Biot, permet une interprétation aisée des phénomènes observés.

La diffraction et la transmission d'une onde sonore impulsive par une sphère de mousse est le support expérimental de cette étude.

1. DESCRIPTION SOMMAIRE DES MOUSSES DE POLYURETHANE ETUDIEES.

Les polyuréthanes sont des polymères organiques, celui constituant les mousses étudiées se comporte comme un élastomère. La matrice est formée d'un empilement de cellules de forme proche du dodécaèdre pentagonal dont de nombreuses parois sont inexistantes; à la limite seules subsistent les arêtes des polyèdres. Il s'agit de mousses souples à porosité ouverte.

La porosité, la taille des pores, l'architecture de l'assemblage, le taux de parois non détruites conditionnent la résistivité au flux d'air . La valeur de cette grandeur ainsi que les caractéristiques viscoélastiques de la matrice ont une influence prépondérante sur le comportement acoustique de ces mousses.

A l'échelle de l'échantillon, le milieu poreux sera considéré comme homogène et isotrope.

2. EQUATIONS DE PROPAGATION DANS LE MILIEU DIPHASIQUE "AIR - MATRICE SOUPLE".

Elles sont écrites à partir de la théorie de Biot [31] (Annexe n°4).

2.1. MISE EN EQUATION.

Les déplacements du solide et du fluide s'écrivent respectivement::

$$(IV-1) \quad \bar{u} = \nabla \cdot \varphi + \nabla \times \bar{\gamma}$$

$$(IV-2) \quad \bar{U} = \nabla \cdot \Phi + \nabla \times \bar{\Gamma}$$

En les introduisant dans les équations de mouvement, pour une onde harmonique dont la dépendance temporelle est en $e^{-i\omega t}$, les potentiels de déplacement sont les solutions des équations:

$$(IV-2a) \quad P \Delta \varphi + Q \Delta \Phi + \omega^2 (\rho_1 + \rho^*) \varphi - \omega^2 \rho^* \Phi = 0$$

$$(IV-2b) \quad Q \Delta \varphi + R \Delta \Phi - \omega^2 \rho^* \varphi + \omega^2 (\rho_1 + \rho^*) \Phi = 0$$

$$(IV-3a) \quad N \Delta \bar{\gamma} + \omega^2 (\rho_1 + \rho^*) \bar{\gamma} - \omega^2 \rho^* \bar{\Gamma} = \bar{0}$$

$$(IV-3b) \quad (\rho_2 + \rho^*) \bar{\Gamma} = \rho^* \bar{\gamma}$$

La solution générale des équations de propagation fait intervenir une onde de cisaillement et deux ondes de dilatation couplées.

N, P, Q, R sont les coefficients viscoélastiques et $\rho_f, \rho_s, \rho_1, \rho_2$ sont respectivement les masses volumiques du fluide, du solide, de la matrice et du contenu fluide.

On a posé: $\rho^* = \rho_a + ibF(\omega) / \omega$

avec:

ρ_a : coefficient massique d'entraînement,

b : résistivité d'écoulement au flux statique du matériau,

F(ω): fonction introduite par Biot pour exprimer la friction oscillatoire.

2.2. REMARQUES CONCERNANT LES MOUSSES ETUDIÉES.

Leur porosité efficace β est proche de 1. Le module de compressibilité du polyuréthane (K_s) est beaucoup plus grand que les modules de compressibilité du fluide (K_f) et de la mousse (K_M).

Les coefficients viscoélastiques s'écrivent alors:

$$(IV-4a) \quad R \sim \beta K_f,$$

$$(IV-4b) \quad Q \sim (1-\beta) K_f,$$

$$(IV-4c) \quad P \sim 4/3 N + K_M + Q,$$

avec $Q \ll R, P$.

2.3. ECRITURE DES SOLUTIONS; STRUCTURE DE L'ONDE.

L'onde de cisaillement solution de (IV-3) vérifie l'équation de Helmholtz:

$$(IV-5a) \quad \Delta \bar{\gamma} + k_S^2 \bar{\gamma} = \bar{0}, \quad k_S^2 = \frac{\omega^2}{N} \left(\rho_1 + \frac{\rho_2 \ast \rho}{\rho_2 + \ast \rho} \right)$$

$$(IV-5b) \quad \bar{\Gamma} = \frac{\ast \rho}{\rho_2 + \ast \rho} \bar{\gamma},$$

elle se propage dans les deux phases.

L'onde de dilatation, solution du système d'équations (IV-2) est obtenue par superposition de deux ondes découplées Ψ_{\pm} [32] solutions des équations de Helmholtz indépendantes:

$$(IV-6) \quad \Delta \Psi_{\pm} + k_{\pm}^2 \Psi_{\pm} = 0$$

dont les constantes de propagation k_{\pm} sont les racines complexes de l'équation de dispersion déduite de la condition de factorisation de (IV-2); avec l'approximation $Q^2 \ll R P$, elle s'écrit:

$$(IV-7) \quad k^4 - [k_F^2(1 + \ast \rho / \rho_2) + k_M^2(1 + \ast \rho / \rho_1)] k^2 + k_M^2 k_F^2 (1 + \ast \rho / \rho_2 + \ast \rho / \rho_1) \sim 0.$$

Lorsque les deux phases sont indépendantes ($Q=0$, $\ast \rho=0$), il existe deux ondes découplées k_F^2 et k_M^2 .

On a posé:

$$(IV-8a) \quad k_F^2 = \omega^2 \rho_2 / R \quad \text{pour la constante de propagation du mode fluide découplé,}$$

$$(IV-8b) \quad k_M^2 = \omega^2 \rho_1 / P \quad \text{pour la constante de propagation du mode matrice découplé.}$$

Les solutions Φ et φ de (IV-2) s'écrivent respectivement [6] pour le fluide et le solide:

$$(IV-9a) \quad \Phi = \frac{r_- \Psi_+ - r_+ \Psi_-}{r_- - r_+};$$

$$(IV-9b) \quad \varphi = \frac{\Psi_+ - \Psi_-}{r_- - r_+};$$

$$\text{avec } r_{\pm} = \frac{k_{\pm}^2 - k_F^2}{k_{\pm}^2 - k_M^2}.$$

3. ETUDE DE LA TRANSMISSION D'UNE ONDE SPHERIQUE AU CENTRE D'UNE SPHERE DE MOUSSE DE POLYURETHANE. [27]

3.1. CONDITIONS EXPERIMENTALES.

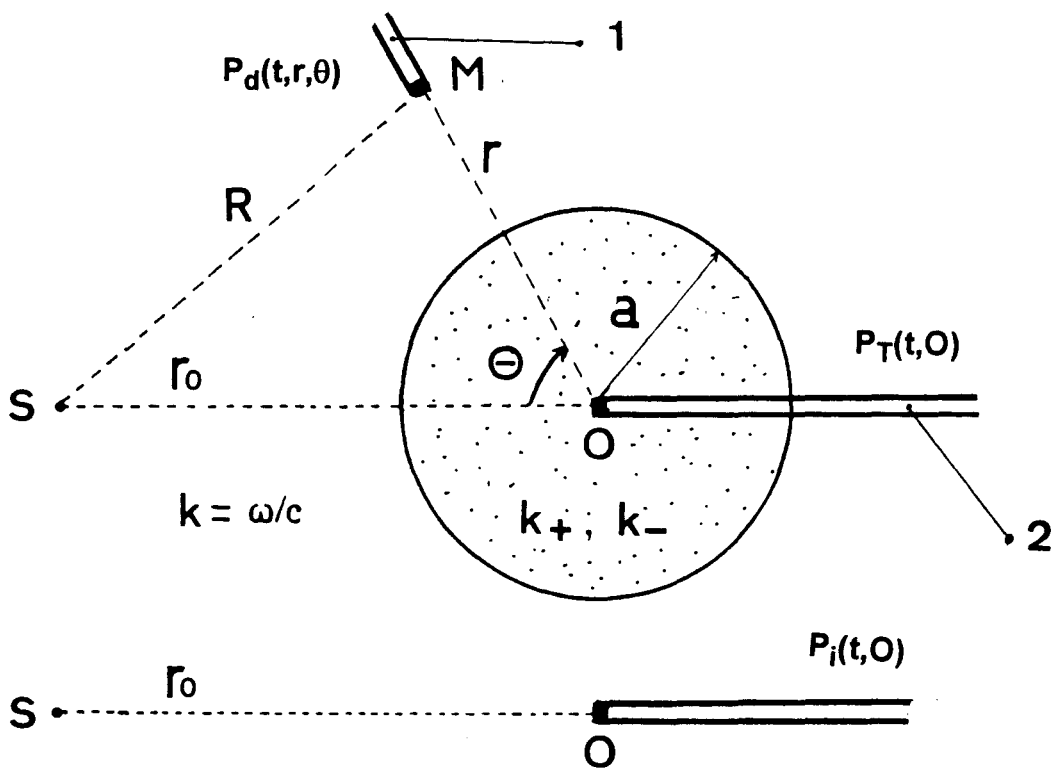


Figure IV-1: Géométrie de l'expérience : 1: en diffraction ; 2: en transmission. sphère de mousse (diamètre 35mm).; microphone 1/4".

Le dispositif expérimental décrit chapitres 2 et 3 est utilisé. La figure IV-1 définit la géométrie.

Une sphère de mousse placée dans l'air reçoit l'onde aérienne impulsive émise par la source ponctuelle placée en S. Dans l'étude faite en transmission, un microphone logé au centre de la sphère mesure l'onde de pression p_T en O; en diffraction, il se trouve en M où il reçoit l'onde diffractée p_d .

Les techniques d'acquisition et de traitement précédemment décrites permettent d'obtenir la fonction de transfert $H(\omega)$ par rapport à l'onde incidente p_i reçue en O. Elle caractérise les propriétés de la mousse en transmission ou en diffraction.

3.2. MISE EN EQUATION.

On introduit une décomposition en séries modales pour écrire les potentiels scalaires en $M(r,\theta)$.

3.2.1. MILIEU EXTERIEUR.

La source ponctuelle émet une onde de pression $p_i = e^{ikR} / R$; en $M(r,\theta)$ il lui correspond le potentiel scalaire:

$$(IV-10) \quad \Psi_i = \frac{ik}{\rho\omega^2} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) h_n^{(1)}(kr_0) j_n(kr) P_n(\cos \theta); \quad r < r_0.$$

L'onde diffractée satisfaisant la condition de radiation à l'infini dérive de:

$$(IV-11) \quad \Psi_d = \frac{ik}{\rho\omega^2} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) h_n^{(1)}(kr_0) h_n^{(1)}(kr) g_n P_n(\cos \theta).$$

Pour l'onde totale il vient:

$$(IV-12) \quad P_0 = \rho\omega^2 (\Psi_i + \Psi_d)$$

$$(IV-13) \quad \bar{U}_0 = \nabla (\Psi_i + \Psi_d)$$

3.2.2. MILIEU ABSORBANT INTERIEUR.

Les ondes de dilatation φ et Φ s'écrivent suivant (IV-9) à partir des potentiels scalaires Ψ_+ et Ψ_- . Pour l'onde transmise, qui est finie en $r=0$, on a:

$$(IV-14) \quad \Psi_{\pm} = \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_{n\pm} j_n(k_{\pm}r) P_n(\cos \theta).$$

Les potentiels vecteurs $\bar{\gamma}$ et $\bar{\Gamma}$ dans un problème à symétrie axiale s'écrivent à partir d'une fonction scalaire:

$$(IV-15) \quad \gamma = \sum_{n=0}^{\infty} \gamma_n j_n(k_s r) P_n(\cos \theta)$$

L'onde de cisaillement n'intervient pas dans les calculs développés à l'ordre zéro ou dans le cas simple d'un fluide absorbant..

3.3. CONDITIONS AUX LIMITES.

Pour une mousse à cellules ouvertes, sur l'interface sphérique ($r=a$), il y a continuité:

de la contrainte normale supportée par chacune des phases:

$$(IV-16a) \quad -(1-\beta) P_0 = 2N \varepsilon_{rr} + A \nabla \cdot \bar{u} + Q \nabla \cdot \bar{U}$$

$$(IV-16b) \quad -\beta P_0 = Q \nabla \cdot \bar{u} + R \nabla \cdot \bar{U}$$

de la composante radiale moyenne du déplacement

$$(IV-16c) \quad U_{0r} = (1-\beta) u_r + \beta U_r$$

de la contrainte tangentielle

$$(IV-16d) \quad 0 = \sigma_{r\theta}$$

Remarque: pour les mousses de grande porosité ($1-\beta \approx 0$, $Q \sim 0$), la charge supportée par la phase solide est négligeable et de (IV-16a) on tire $A \nabla \cdot \bar{u} \sim 0$; d'après (IV-1) et (IV-9) on a en $r=a$: $\Delta \varphi \sim 0$ et $\Delta \Psi_+ \sim \Delta \Psi_-$ et

$$(IV-17) \quad k_{+2} \Psi_+ \sim k_{-2} \Psi_- \quad |_{r=a} .$$

3.4. CALCUL DE L'ONDE TRANSMISE.

En reportant (IV-14) dans (IV-9) puis dans (IV-1) on obtient les développements de \bar{u} et \bar{U} qui permettent avec (IV-12) et (IV-13) d'explicitier les conditions (IV-16).

k_{\pm} , r sont calculés à partir de la relation (IV-7) écrite sans approximation.

La pression acoustique P mesurée par un microphone placé à l'intérieur de la mousse est la pression moyenne dans le fluide; elle s'écrit selon Biot:

$$(IV-18) \quad P = -[Q \nabla \cdot \bar{u} + R \nabla \cdot \bar{U}] = -Q \Delta \varphi - R \Delta \Phi ,$$

en $r=0$ (figure IV-1,3), dans la décomposition en séries modales (IV-14) seul subsiste le terme d'ordre $n=0$ et il vient compte tenu des relations (IV-18, 9 et 1)

$$(IV-19) \quad P(0) = \frac{1}{r_- - r_+} [(Q + R r_-) k_{+2} \Psi_{0+} - (Q + R r_+) k_{-2} \Psi_{0-}] .$$

On attend donc la superposition de deux ondes (+ et -) d'amplitudes inégales dont les célérités et l'atténuation sont déterminées par le comportement de $k_{\pm}(\omega)$; si la dispersion n'est pas trop grande, dans l'onde transmise au centre on trouvera deux échos importants correspondants aux deux ondes de dilatation de Biot.

La fonction de transfert est le résultat expérimental; elle

caractérise le matériau.

$$(IV-20) \quad H(\omega) = r_0 e^{-ikr_0} \cdot P(0)$$

L'approximation (IV-17) ($Q \sim 0$; $k_+^2 \Psi_{o+} j_0(k_+a) \sim k_-^2 \Psi_{o-} j_0(k_-a)$) conduit à écrire:

$$(IV-21) P(0) \sim \frac{R}{r_- - r_+} k_+^2 \Psi_{o+} j_0(k_+a) \left\{ \frac{r_-}{j_0(k_+a)} - \frac{r_+}{j_0(k_-a)} \right\}$$

En explicitant les fonctions de Bessel $j_0(\)$, {...} de (IV-21) s'écrit:

$$\{...\} = -2ia [k_+ r_- e^{+ik_+a} (1 + e^{+2ik_+a} + \dots) - k_- r_+ e^{+ik_-a} (1 + e^{+2ik_-a} + \dots)] ;$$

Dans la réponse à l'excitation, cette expression traduit, aussi bien pour l'onde "fluide" que pour l'onde "solide", la superposition d'ondes transmises et d'ondes multiples réfléchies.

4. INTERPRETATION DE L'EXPERIENCE DANS L'HYPOTHESE D'UN FLUIDE ABSORBANT. [33,34]

4.1. HYPOTHESE DU FLUIDE ABSORBANT.

Les mousses souples présentant un faible taux de parois occultées ont généralement une porosité efficace très proche de 1 et une faible résistivité au flux statique (b). C'est ce type de mousses qui est concerné par cette hypothèse. On a alors $Q \ll R, P$; $\rho_1 \gg \rho_2$ ($*\rho / \rho_1 \ll *\rho / \rho_2$) et l'équation (IV-7) permet d'écrire :

$$(IV-22a) \quad k_+^2 + k_-^2 \sim k_F^2 (1 + *\rho / \rho_2) + k_M^2$$

$$(IV-22b) \quad k_+^2 \cdot k_-^2 \sim k_F^2 (1 + *\rho / \rho_2) \cdot k_M^2$$

d'où $k_-^2 \sim k_M^2$ et $k_+^2 \sim k_F^2 (1 + \rho^*/\rho_2) = \omega^2 (\rho^* + \rho_2) / R$;

d'après la relation (IV-9), r_- est très grand par rapport à r_+ .

L'équation (IV-16b) devient $-\beta P_0 \sim R \nabla \cdot \bar{U}$; elle s'écrit, en introduisant les équations (IV-1, 4 et 9) avec les approximations permises:

$$(IV-23) \quad P_0 \sim k_+^2 K_f \Psi_+$$

Tout se passe donc comme si l'onde se propageait dans un fluide absorbant de masse volumique équivalent ρ_e et de constante de propagation équivalente k_e :

$$(IV-24a) \quad \rho_e = (k_+^2 K_f) / \omega^2$$

$$(IV-24b) \quad k_e^2 = \omega^2 [\rho_2 + \rho_a + i b F(\omega) / \omega] / (\beta K_f) .$$

La pression et le déplacement dans ce milieu équivalent s'écrivent en fonction du potentiel $\Phi = \Psi_+$.

$$(IV-25a) \quad P_e = k_e^2 K_f \Phi = \rho_e \omega^2 \Phi$$

$$(IV-25b) \quad \bar{U}_e = \nabla \Phi$$

4.2. ECRITURE DE L'ONDE TRANSMISE AU CENTRE DE LA SPHERE.

Le potentiel de l'onde transmise (IV-14) s'écrit alors:

$$(IV-26) \quad \Phi = \sum_{n=0}^{\infty} \Phi_n j_n(k_e r) P_n(\cos \theta)$$

Au centre de la sphère seul le terme d'ordre zéro intervient et la pression s'écrit:

$$(IV-27) \quad P(0) = \rho_e \omega^2 \Phi(0) = \rho_e \omega^2 \Phi_0$$

Les conditions de continuité en $r=a$ pour $n=0$ se réduisent à:

$$(IV-28a) \quad (P_i + P_d) = P_e$$

$$(IV-28b) \quad (U_{ri} + U_{rd}) = U_{re}$$

soit, en posant $X = k a$ et $X_e = k_e a$:

$$(IV-29a) \quad i k h_n^{(1)}(kr_0) [j_0(X) + g_0 h_n^{(1)}(X)] = \rho_e \omega^2 \Phi_0 j_0(X_e)$$

$$(IV-29b) \quad i k^2 h_n^{(1)}(kr_0) [j_0'(X) + g_0 h_n'^{(1)}(X)] = \rho_e \omega^2 k_e \Phi_0 j_0'(X_e)$$

L'onde incidente en O, en absence de sphère s'écrit:

$$(IV-30) \quad P_i(0) = e^{ikr_0} / r_0 = i k h_0^{(1)}(kr_0)$$

Compte tenu des relations (IV-27, 29 et 30) la fonction de transfert s'écrit:

$$(IV-31) \quad H(\omega) = (i \rho_e) / [X (\rho_e X h_0^{(1)}(X) j_0(X_e) - \rho X_e h_0^{(1)}(X) j_0'(X_e))]]$$

Cette expression donne une description exacte du phénomène dans le cadre de l'approximation "fluide absorbant" mais la forme du signal observé s'interprète plus clairement si l'on fait intervenir les coefficients de transmission et de réflexion du dioptre sphérique.

4.3. INTERPRETATION PHYSIQUE DE L'ONDE TRANSMISE.

On peut écrire les conditions de continuité en faisant intervenir les coefficients de transmission et de réflexion du dioptre [35]. Le contenu physique de l'expression (IV-31) apparaît alors clairement.

Les conditions de continuité (IV-28) s'exprimeront en terme d'onde totale d'ordre zéro écrites sous la forme :

onde incidente

$$(IV-32a) \quad P_i = i k h_0^{(1)}(kr_0) [h_0^{(1)}(kr) + h_0^{(2)}(kr)] / 2 \\ = E_o h_0^{(1)}(kr) + E_o h_0^{(2)}(kr)$$

onde diffractée

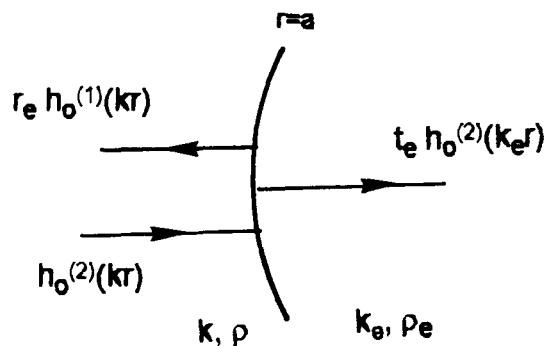
$$(IV-32b) \quad P_d = i k h_0^{(1)}(kr_0) g_o h_0^{(1)}(kr) = C_o h_0^{(1)}(kr)$$

onde intérieure

$$(IV-32c) \quad P_T = \rho_e \omega^2 \Phi_o [h_0^{(1)}(k_e r) + h_0^{(2)}(k_e r)] / 2 \\ = I_o h_0^{(1)}(k_e r) + I_o h_0^{(2)}(k_e r)$$

4.3.1. ECRITURE DU COEFFICIENT DE TRANSMISSION T_e ET DU COEFFICIENT DE REFLEXION R_i .

Une onde de pression sphérique d'amplitude $h_0^{(2)}(kr)$ qui converge vers le centre de la sphère donne à la traversée du dioptre une onde réfléchie $r_e h_0^{(1)}(kr)$ et une onde transmise $t_e h_0^{(2)}(k_e r)$.

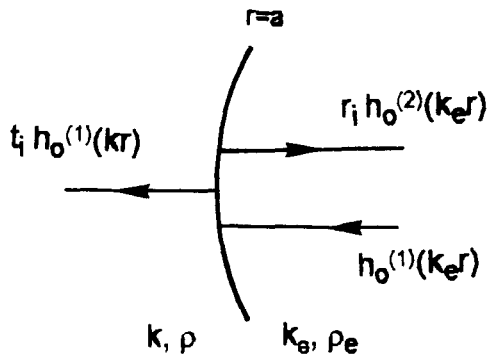


La transmission T_e est définie par la relation:

$$(IV-33) \quad t_e h_0^{(2)}(k_e r) = T_e h_0^{(2)}(X)$$

De la même façon, une onde de pression sphérique intérieure qui diverge à

partir du centre a l'amplitude complexe $h_0^{(1)}(k_e r)$; à la traversée du dioptré elle donne une onde réfléchiée $r_i h_0^{(2)}(k_e r)$ et une onde transmise $t_i h_0^{(1)}(kr)$



R_i est défini par:

$$(IV-34) \quad r_i h_0^{(2)}(X_e) = R_i h_0^{(1)}(X_e)$$

à partir des conditions de continuité (IV-28) on tire:

$$(IV-35a) \quad T_e = 2 \rho_e k / [k \rho_e f_0^{(1)}(X) + k_e \rho f_0^{(2)}(X_e)]$$

$$(IV-35b) \quad R_i = [k_e \rho f_0^{(1)}(X_e) - k \rho_e f_0^{(1)}(X)] / [k_e \rho f_0^{(2)}(X_e) - k \rho_e f_0^{(2)}(X)]$$

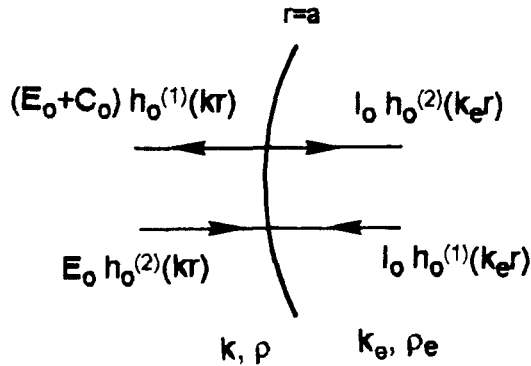
Pour retrouver une analogie avec le dioptré plan, dans l'écriture des dérivées des fonctions de Hankel, on a posé:

$$\begin{aligned} h_0^{(1)}(X) &= i h_0^{(1)}(X) f_0^{(1)}(X) ; & f_0^{(1)}(X) &= 1 + i / X \\ h_0^{(2)}(X) &= -i h_0^{(2)}(X) f_0^{(2)}(X) ; & f_0^{(2)}(X) &= 1 - i / X \end{aligned}$$

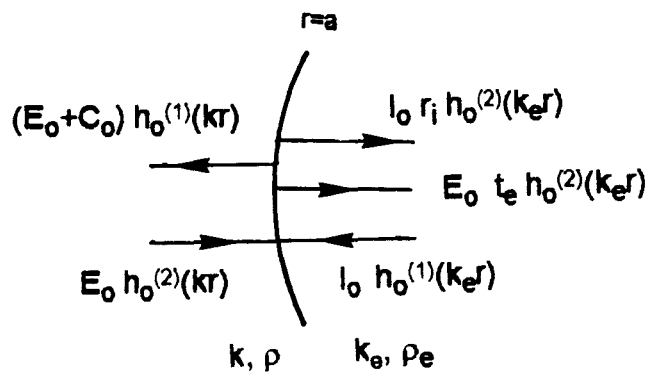
4.3.2. CALCUL DE L'ONDE TRANSMISE.

4.3.2.1. CALCUL DE LA FONCTION DE TRANSFERT EN O.

D'après (IV-32) les ondes extérieures et intérieures à la sphère s'écrivent:



Pour calculer I_0 , il suffit d'écrire que l'onde intérieure convergente est la somme d'une onde transmise et d'une onde réfléchie:



$$(IV-36) \quad I_0 = E_0 t_e + I_0 r_i$$

On en déduit la fonction de transfert de l'onde transmise au centre de la sphère:

$$(IV-37) \quad H(\omega) = P_T(o) / P_i(o) = I_0 / E_0 = t_e / (1 - r_i)$$

ou encore, en développant la somme géométrique:

$$(IV-38) \quad H(\omega) = t_e (1 + r_i) (1 + r_i^2 + r_i^4 + \dots)$$

ainsi, il apparaît, comme dans l'expression (IV-21), que l'onde observée est la superposition d'une onde transmise, d'une onde transmise réfléchie et des ondes multiples réfléchies qui les accompagnent. Ici seule l'onde fluide est prise en compte.

4.3.2.2. ETUDE DE $H(\omega)$.

Compte tenu des relations (IV-33 et 34) en explicitant les fonctions de Hankel on obtient:

$$t_e = k_e / k T_e e^{ia(k_e - k)},$$

$$r_i = -R_i e^{2iak_e} \quad \text{et d'après (IV-37)}$$

$$(IV-39) H(\omega) = (X_e / X) e^{i(X_e - X)} T_e / (1 + R_i e^{2iX_e})$$

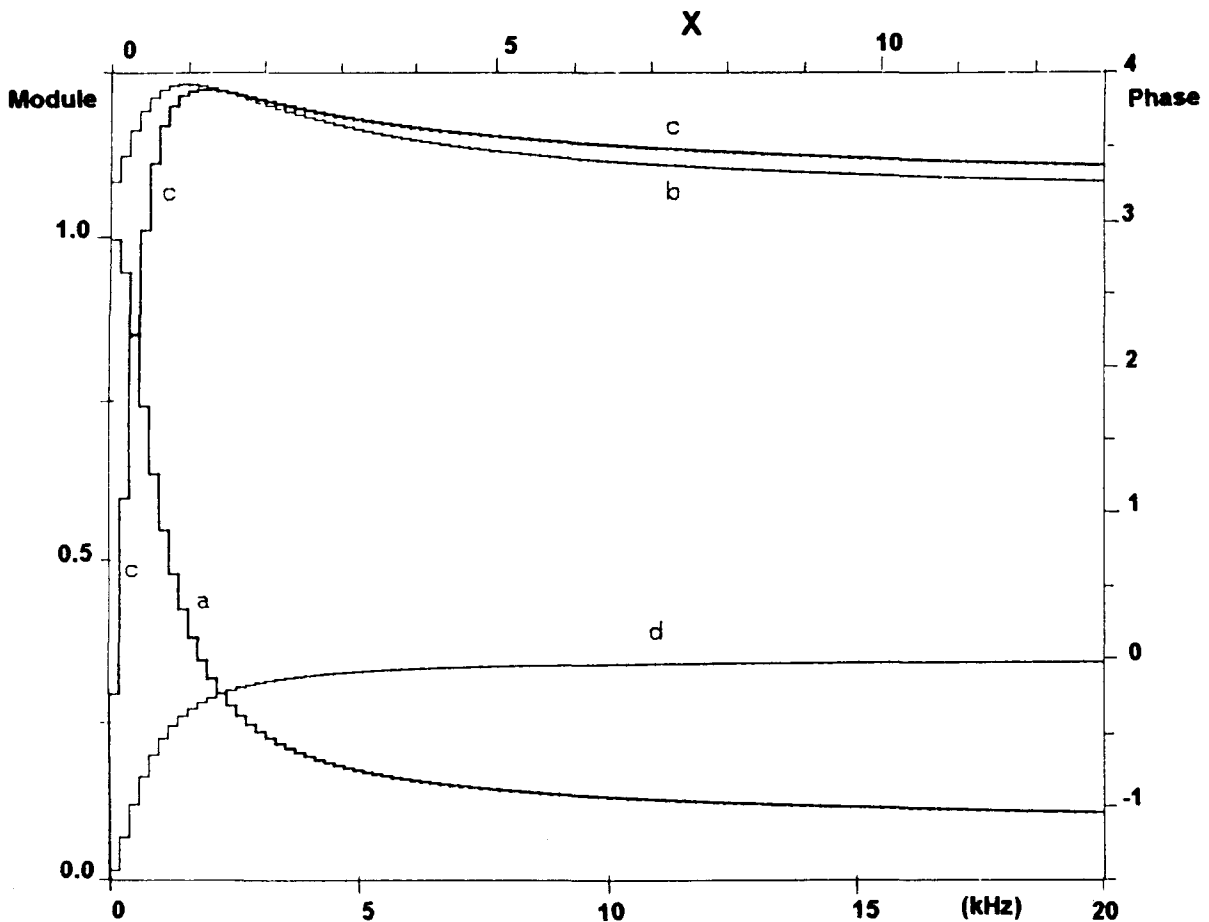


Figure IV-2: Evolution des coefficients pour une mousse à faible résistivité au flux - R_i (a: module, b: phase) et T_e (c: module, d: phase).

Equivalente à (IV-31), cette expression met clairement en évidence la contribution de la transmission et de la réflexion.

Les coefficients R_i et T_e sont à la fois fonction des caractéristiques acoustiques du dioptre sphérique et du rayon de courbure "a". Le graphe de la figure IV-2 montre leur évolution sur l'intervalle des fréquences audibles.

En basse fréquence :

$$X \longrightarrow 0 \quad R_i \longrightarrow -1 \quad T_e \longrightarrow -2i X \quad H(\omega) \longrightarrow 1$$

La valeur de $H(\omega)$ est indépendante des caractéristiques acoustiques du matériau sur un intervalle de fréquences qui sera réduit par augmentation de a; la connaissance de cette valeur limite permet un contrôle de la mesure en basse fréquence là où l'on craint justement la perturbation due au filtrage temporel.

En haute fréquence, compte tenu du comportement asymptotique des fonctions K_f et $F(\omega)$ on obtient les valeurs limites:

$$R_i \sim -\rho_a / (4 \rho_2) < 1 \quad T_e \sim 1 + \rho_a / (4 \rho_2) \sim 1$$

$$k_e' / k = (1 + \rho_a / \rho_2)^{1/2} \quad k_e = k_e' + i k_e''$$

et $H(\omega) \sim e^{i(k_e' - k)a} e^{-k_e''a}$

Le terme prépondérant de $H(\omega)$ impose la décroissance générale liée à $e^{-k_e''a}$ et la rotation de phase par $e^{i(k_e' - k)a}$. En dehors des cas extrêmes, on attend une modulation amortie de faible amplitude.

4.4. ECRITURE DE L'ONDE DIFFRACTÉE EN $M(r, \theta)$.

En exprimant la condition de continuité de pression et de déplacement en $r=a$ (IV-28) pour chaque terme de la série modale, il vient:

$$(IV-40) \quad g_n = -\frac{\rho X_e j_n'(X_e) j_n(X) - \rho_e X j_n(X_e) j_n'(X)}{\rho X_e j_n'(X_e) h_n^{(1)}(X) - \rho_e X j_n(X_e) h_n^{(1)}(X)}$$

compte tenu de la forme asymptotique des fonctions de Hankel, on définit la fonction de forme bistatique et le spectre de l'onde diffractée en $M(r,\theta)$ qui s'écrivent:

$$(IV-41a) \quad f(\theta, \omega) = 2ik \frac{r r_0}{a} e^{-ik(r+r_0)} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) g_n h_n^{(1)}(kr_0) h_n^{(1)}(kr) P_n(\cos \theta)$$

$$(IV-41b) \quad P_d(M, \omega) = \frac{e^{ikr_0}}{r_0} \frac{a}{2r} e^{ikr} f(\theta, \omega)$$

Le signal diffracté s'obtient par transformée de Fourier inverse.

5. ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Les signaux des ondes sont échantillonnés sur 1024 points à intervalle de 5 μ s ce qui permet d'obtenir les fonctions de transfert expérimentales échantillonnées à intervalle de ~ 195 Hz. Les résultats présentés concernent deux types de mousse représentatifs des deux comportements étudiés. Les sphères ont un rayon $a=35$ mm.

5.1. DANS LE CADRE DE L'HYPOTHESE "FLUIDE ABSORBANT".

Il s'agit de mousses à faible résistivité au flux. Pour le cas présenté, on a: pourcentage de pores fermés:8% ; $\beta = 0,96$; $\rho_1=53$ kg/m³ ; $b=4250$ Nm⁻⁴s.

5.1.1. ETUDE EN TRANSMISSION.

L'onde expérimentale transmise en O est représentée amplifiée (figure IV-3) avec en surimpression l'onde incidente. On identifie une onde transmise et un seul écho de faible amplitude dû à la première onde réfléchi. Les ondes multiples réfléchies sont indiscernables.

La fonction de transfert a une faible rotation de phase. Son module présente très peu d'ondulation (figure IV-4) ; en basse fréquence, il tend vers 1 comme le laissait prévoir l'étude théorique (§ 4.3.2.2) et présente un maximum vers 2 kHz. L'absorption augmente en haute fréquence.

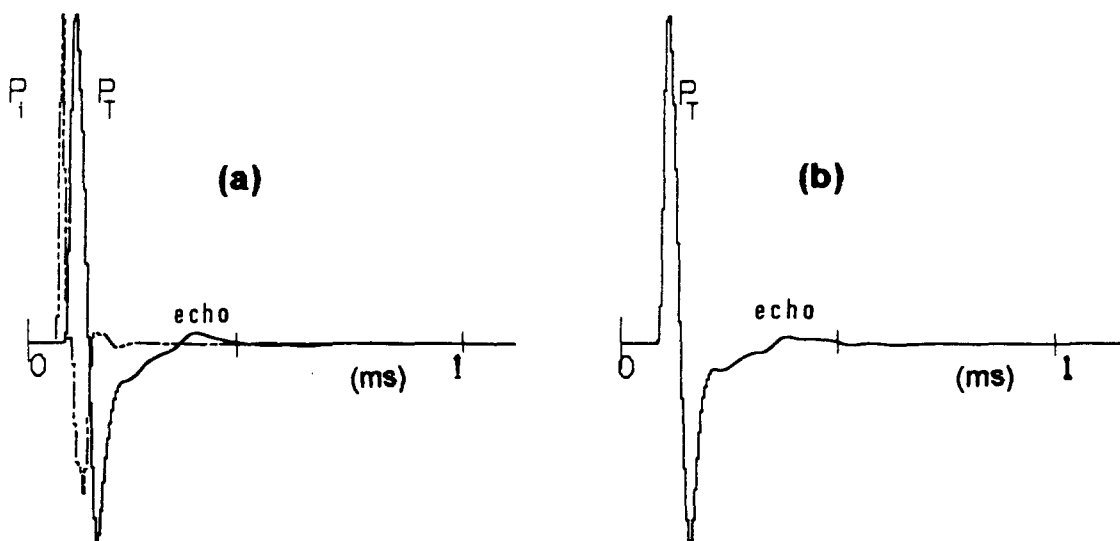


Figure IV-3 : Ondes transmises pour une mousse à faible résistivité au flux.
a - onde incidente $P_i(t)$ ($\times 0.3$) et transmise $P_T(t)$ mesurées en O.
b - onde transmise $P_T(t)$ calculée en O. ($r_0=1m$)

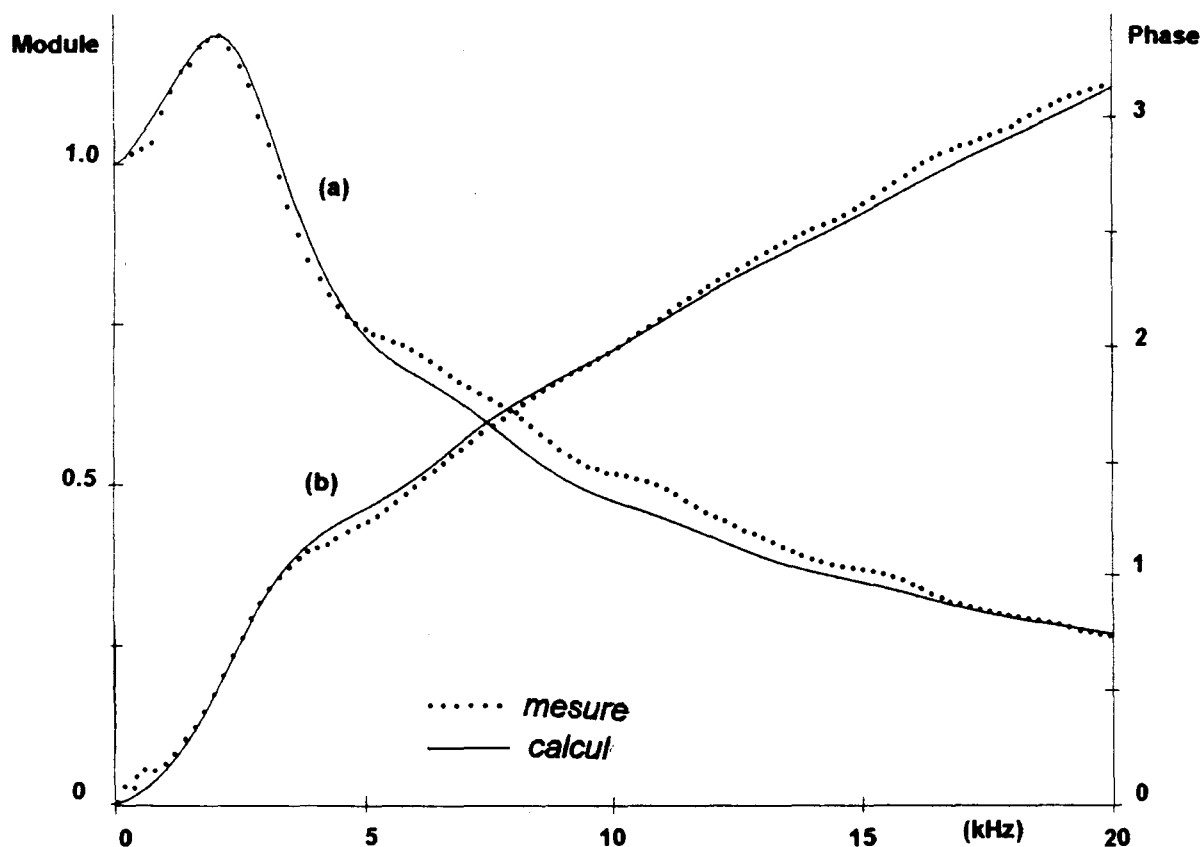


Figure IV-4 : Fonction de transfert de l'onde transmise pour une mousse à faible résistivité au flux. a - Module ; b - Phase.

La fonction de transfert théorique est calculée (figure IV-4) à partir des relations (IV- 39 , 35 et 24).

Les valeurs des paramètres b , δ et ρ_a sont ajustés de telle façon que la courbe calculée s'approche au mieux des valeurs expérimentales. En première approximation, on peut considérer que:

ρ_a influence principalement la rotation de phase,

b détermine la valeur du maximum de la fonction de transfert,

δ permet d'ajuster la concavité de la courbe.

Lors des calculs effectués pour les différentes mousses de cette catégorie, on note que la résistivité b est toujours inférieure à la valeur mesurée b_0 en écoulement statique et que la tortuosité δ est très grande. Cette anomalie s'explique certainement par le fait que le modèle des pores cylindriques utilisé pour le calcul de K_f et de $F(\omega)$ n'est pas parfaitement adapté aux mousses de polyuréthane.

Tableau I: Caractéristiques des échantillons étudiés.

ρ_1 (Kg/m ³)	% parois occultées	β	b_0 (Nm ⁻⁴ s)	b (Nm ⁻⁴ s)	$\rho_a' =$ $\rho_a / (\beta \rho_f)$	δ
21.4	4	0.98	3200	1000	0.1	8
35	10	0.97	4500	2500	0.4	50
18.2	14	0.98	2600	1000	0.13	30
24	12	0.98	8650	3600	0.35	80
53	8	0.96	9700	4250	0.2	100

Il est facile de calculer le signal transmis (figure IV-3). On obtient une forme d'onde qui présente les mêmes caractères que le signal expérimental; le front abrupt, l'élargissement dû à la dispersion du milieu, le premier écho sont restitués. La loi de dispersion déterminée par le modèle rend donc bien compte du comportement du milieu.

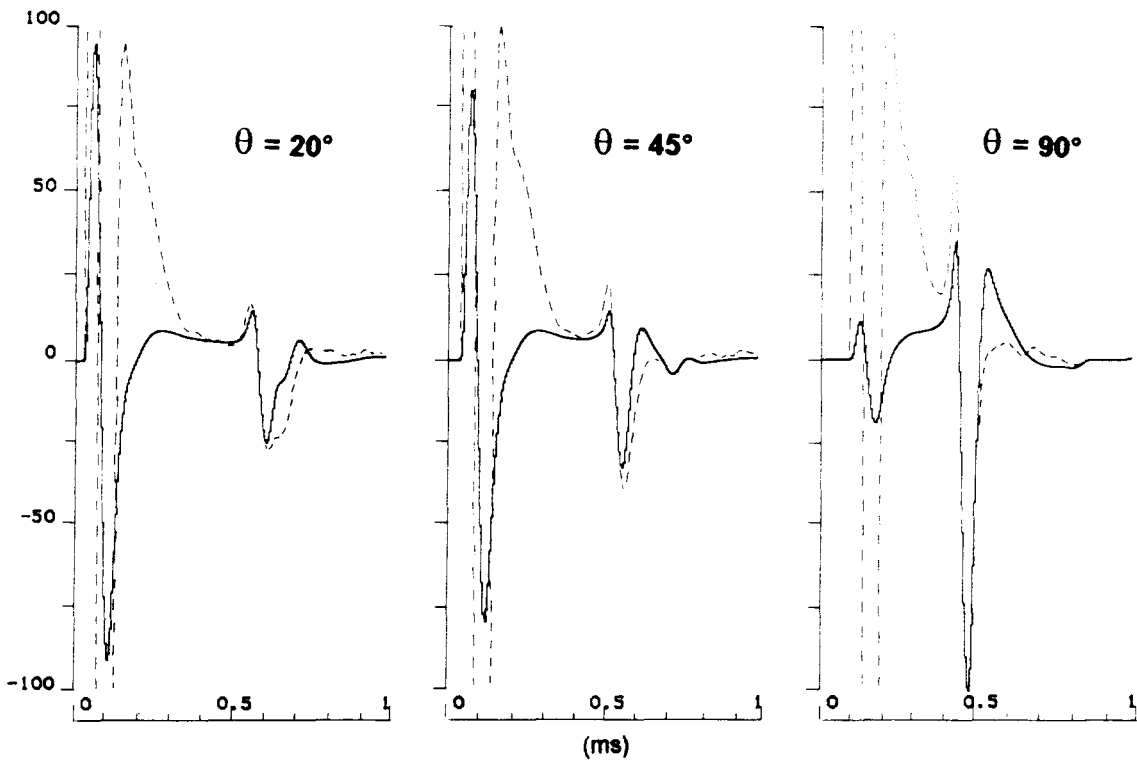


Figure IV-5 : Ondes diffractées calculées en $M(r, \theta)$ ($r_0=0.49$ m ; $r=0.52$ m)
—— sphère absorbante; - - - - sphère rigide.

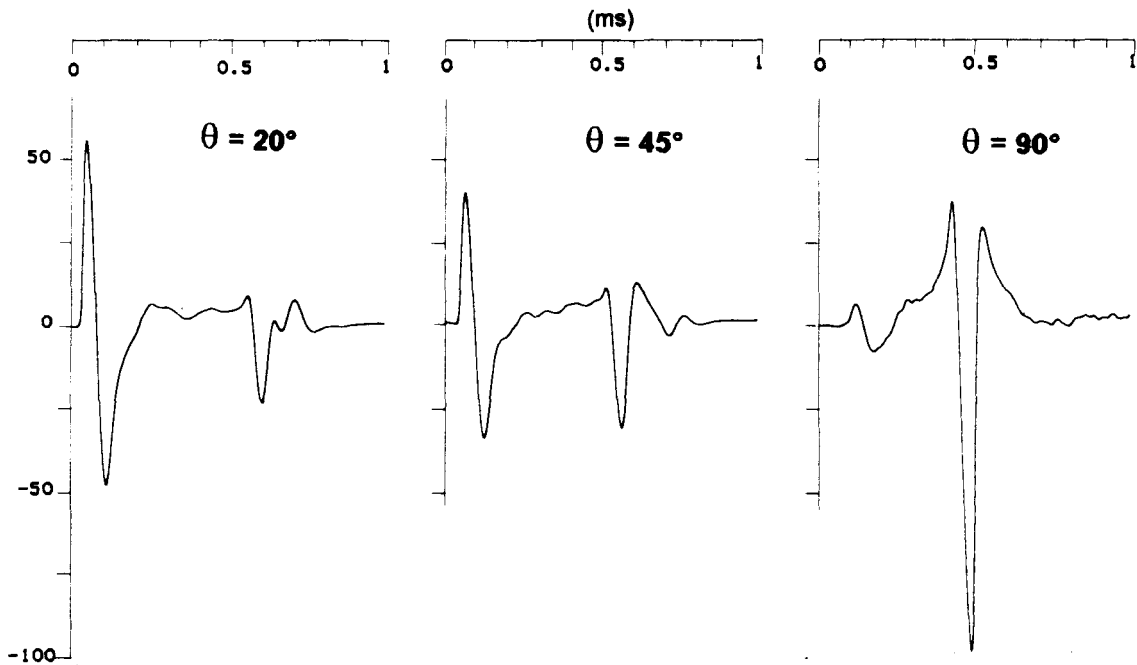


Figure IV-6 : Ondes diffractées mesurées en $M(r, \theta)$
($r_0=0.49$ m ; $r=0.52$ m ; microphone 1/2")

Le calcul théorique permet de rendre exactement compte de la forme d'onde que l'on utilise l'approximation "gaz absorbant" ou la formule exacte (IV-20). Dans ce dernier cas, la variation de la valeur du module d'Young de la matrice a un effet négligeable. Ceci tend à confirmer que, dans le cas de mousses à cellules totalement ouvertes, le couplage fluide-solide est très faible et que l'onde se propage essentiellement dans la phase fluide.

5.1.2. ETUDE EN DIFFRACTION.

L'étude en transmission a fourni les paramètres du modèle. On calcule $k_e(\omega)$, la fonction de forme bistatique et le signal diffracté (IV-41).

Les fonctions de transfert calculées et mesurées ont même allure, elles présentent des modulations, aucune vibration de résonance n'est visible.

Les résultats théoriques et expérimentaux sont confrontés sur les graphes des figures IV-5 et IV-6. Un bon accord qualitatif est observé.

Par comparaison à l'onde diffractée calculée pour une sphère rigide de même diamètre, on observe une variation de l'amplitude de l'onde réfléchie qui traduit l'évolution du coefficient de réflexion moyen avec l'angle d'incidence et une légère différence de structure de l'onde circumférentielle qui s'explique peut être par l'existence d'une onde interne.

5.2. DANS LE CADRE DE LA THEORIE PRENANT EN COMPTE LES DEUX ONDES DE DILATATION. [36]

Elle se rapporte aux mousses ayant un pourcentage non négligeable de parois de cellules occultées pour lesquelles la perméabilité aux flux est élevée.

Pour le cas présenté, on a: pourcentage de pores fermés: 50% ; $\beta = 0,95$; $\rho_1 = 60 \text{ kg/m}^3$; $b = 44000 \text{ Nm}^{-4}\text{s}$ (mesuré).

Le signal transmis (figure IV-7b) révèle par son élargissement l'effet d'un milieu à forte dispersion. Il est suivi de plusieurs "répliques" .

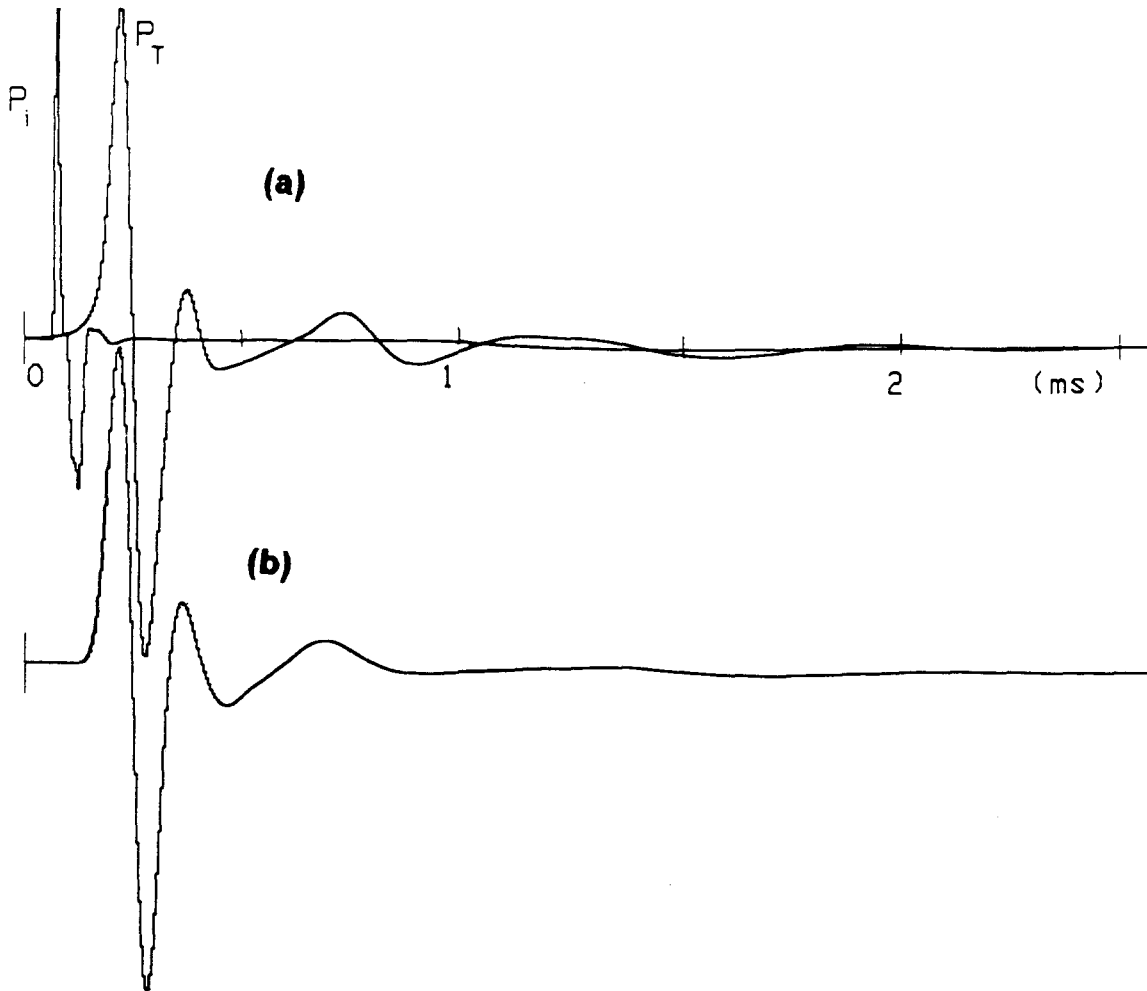
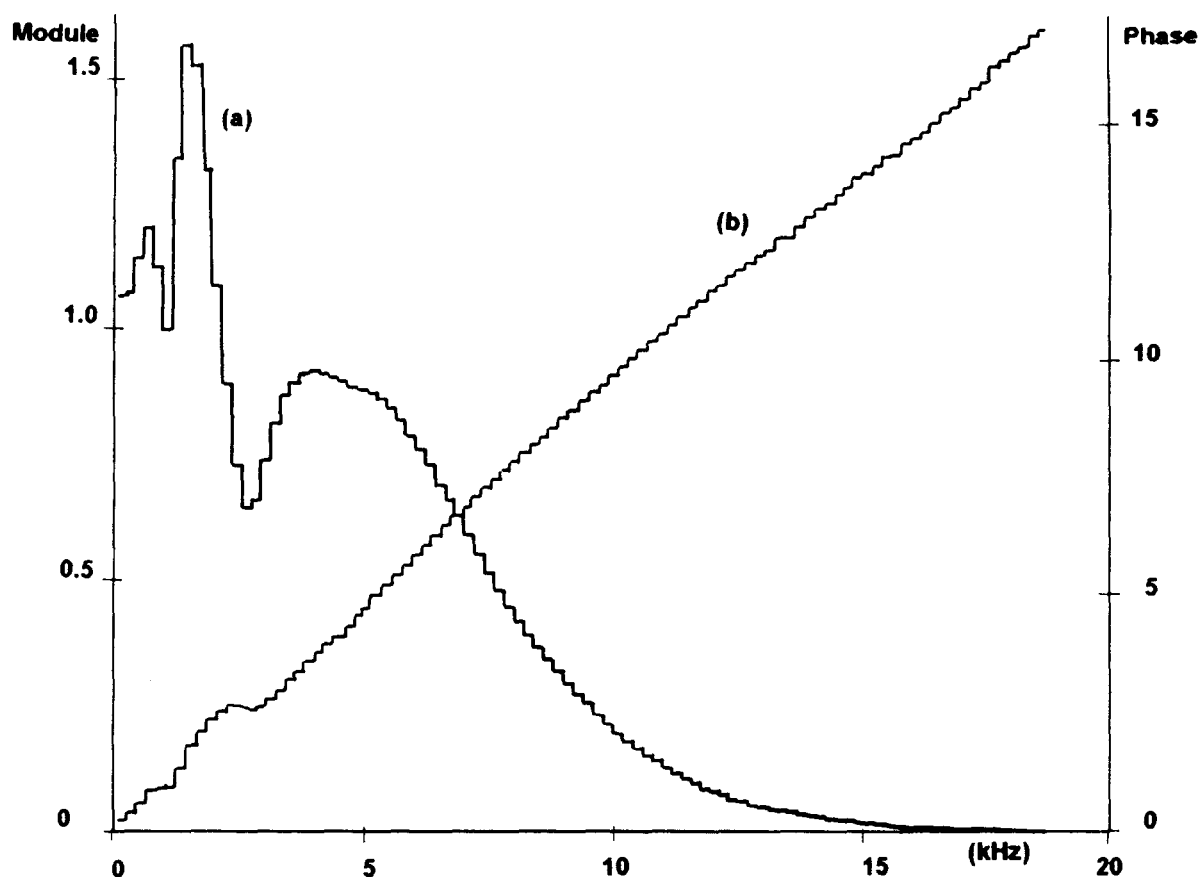


Figure IV-7 : Ondes transmises pour une mousse à forte résistivité au flux.
a - onde incidente $P_i(t)$ et transmise $P_T(t)$ calculée en O (x25).
b - onde transmise $P_T(t)$ mesurée en O (x25).

La fonction de transfert expérimentale est très différente de celle observée lors de l'étude précédente, elle montre une très forte absorption en haute fréquence et des modulations dues à la composition d'ondes. En basse fréquence, elle présente un pic bien marqué. La rotation de phase est beaucoup plus importante (figure IV-8).

Lors du calcul de la fonction de transfert théorique, le module d'Young est introduit à partir d'un modèle à un temps de relaxation [37].



*Figure IV-8 : Fonction de transfert expérimentale de l'onde transmise en O pour une mousse à forte résistivité au flux.
a - Module. b - Phase.*

Pour identifier l'origine des ondes visibles sur la figure IV-7b, les caractéristiques élastiques de la matrice, introduites lors du calcul, ont été modifiées:

- En supprimant la dispersion (figure IV-9a), l'évolution du signal indique clairement que le second écho correspond à l'onde de Biot se propageant avec atténuation dans la matrice.

- La réduction de la valeur de ρ_a affecte principalement l'amplitude de cette même onde (figure IV-9b), les autres échos, peu affectés, arrivent plus tôt; ils peuvent être attribués à une onde ayant le caractère 'fluide'. Ceci établit que le couplage entre les deux phases est lié au coefficient massique

d'entraînement. Une part du solide participe au mouvement du fluide. C'est l'effet essentiel introduit par les cloisons des cellules non perforées.

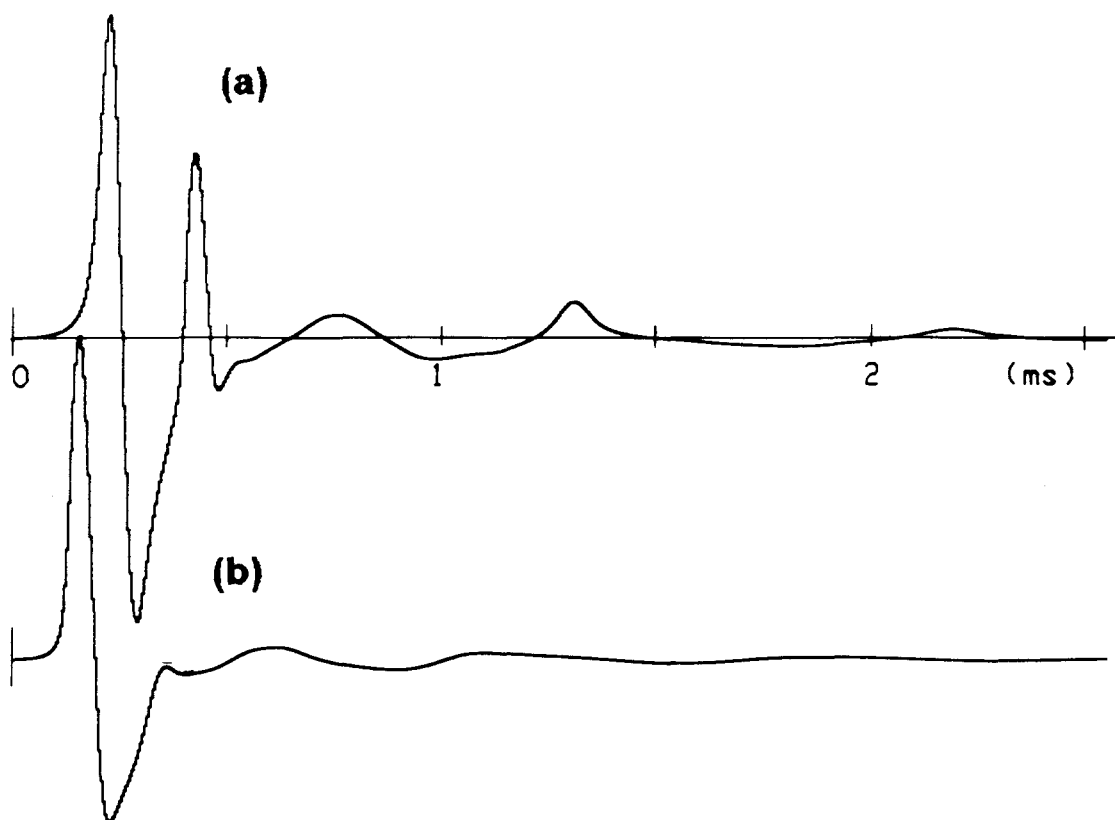


Figure IV-9 : Mousse à forte résistivité au flux: influence de paramètres sur l'onde transmise en O calculée.
a - Suppression de l'atténuation de la matrice élastique ;
b - Réduction du coefficient massique d'entraînement.

La relation (IV-21) laissait prévoir les échos multiples observés.

La structure, mais aussi contrairement au cas précédent, les propriétés viscoélastiques de la matrice conditionnent fortement le couplage important "air-matrice" et les propriétés des ondes de dilatation [38].

Remarque : La propagation des ondes de dilatation de Biot ont été mises en évidence pour la première fois par Plonia sur des échantillons de verre fritté [39].

6. CONCLUSION.

L'étude en spectrométrie impulsionnelle de la transmission d'une sphère de mousse souple de polyuréthane permet de caractériser le comportement acoustique de ce matériau diphasique.

Que la résistivité au flux soit faible ou importante, la propagation acoustique est exactement décrite par la théorie de Biot. Dans le cas de mousses à faible pourcentage de cellules fermées, l'hypothèse simplificatrice du "fluide absorbant" est amplement suffisante pour décrire les phénomènes.

La confrontation de l'expérience avec le calcul permet d'identifier les deux ondes de dilatation de Biot et met en lumière le rôle prépondérant joué par le coefficient massique d'entraînement. Dans le cas de mousses à faible résistivité au flux d'air, les résultats montrent qu'une onde de dilatation (fluide) est prépondérante et que la matrice n'intervient alors essentiellement que par sa structure. Le résultat de la mesure est alors contenu dans la détermination des trois paramètres ρ_a , b et δ qui permettent d'exprimer la constante de propagation et la masse volumique équivalente.

CONCLUSION

CONCLUSION.

Dans ce travail, différentes études expérimentales, mettant en oeuvre la spectrométrie en régime impulsionnel, ont permis d'observer des interactions "fluide-structure" tant dans le domaine temporel que dans le domaine spectral. Dans chaque cas, une modélisation a conduit à l'interprétation et la justification des résultats obtenus.

L'étude de l'interaction de l'onde sonore avec une cible rigide est originale. Tout d'abord, elle illustre la méthode d'acquisition et de traitement utilisée, puis, par confrontation aux résultats prévus par la théorie, elle démontre les performances du système. C'est un test de qualité de la méthode. Les ondes réfléchies et rampantes sont analysées. En identifiant les phénomènes et en montrant leur importance relative, les hypothèses de calcul adoptées lors de l'utilisation de la TGD sont vérifiées.

L'étude de l'interaction de l'onde avec une coque sphérique a conduit entre autres à l'identification des résonances et à mettre en évidence le rôle capital joué par les ondes de flexion dans la réponse à l'excitation. Leurs relations avec la géométrie de la cible et le milieu extérieur (rapport $\rho R/\rho_s h$) sont étudiées.

L'étude de la propagation dans un milieu poreux (mousse de polyuréthane) a permis de considérer ce matériau comme un fluide absorbant dans le cas où la résistivité au flux est faible; dans le cas contraire, les deux ondes de dilatation de Biot sont mises en évidence.

L'originalité de l'approche expérimentale réside, d'une part dans l'utilisation d'une source sonore ponctuelle contrôlée émettant une onde impulsive large bande très reproductible et d'autre part dans le traitement des signaux associant moyennage, filtrage temporel et spectrométrie.

Comme il a été montré, utilisé dans des locaux non traités, ce dispositif est bien adapté à l'étude de la réponse en fréquence de systèmes linéaires. Il permet, en particulier, d'aborder les problèmes de diffraction et de propagation d'ondes. Son domaine d'utilisation est cependant plus large.

Il a déjà été utilisé pour la mesure in-situ de grandeurs caractéristiques de matériaux employés pour la correction acoustique [2]. Il est bien adapté à l'étude de résonateurs aussi serait-il utile par exemple à la caractérisation de panneaux acoustiques perforés.

Son utilisation en acoustique architecturale permettrait également d'obtenir avec une très bonne résolution les échogrammes de salles. Un traitement fréquentiel serait également envisageable.

ANNEXES

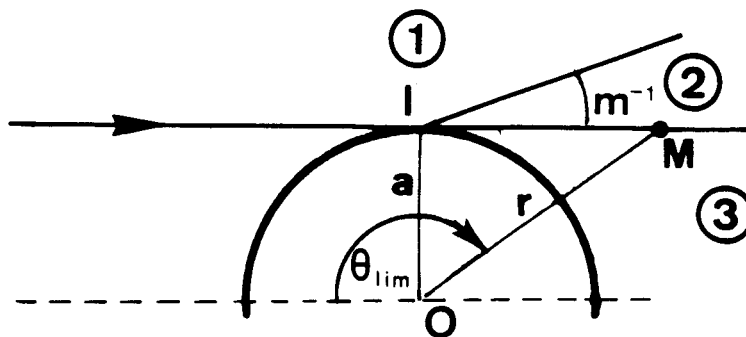
ANNEXE n°1

Application de la Théorie Géométrique de la Diffraction à l'étude de la diffraction par une sphère rigide.

D'après la théorie de Keller [40,41,42], en hautes fréquences, le champ acoustique total de l'onde diffractée en M est calculé par superposition des contributions du champ (P_r) des rayons réfléchis selon l'optique géométrique et du champ (P_s) des rayons diffractés issus des ondes de surface développés aux points de tangence.

$$(A\ I - 1) \quad P_d(M) = P_r(M) + P_s(M)$$

Trois zones sont définies selon l'angle θ (figure A1-1)



*Figure A1-1: représentation des différentes régions de l'espace en fonction de θ .
Zone éclairée: 1; zone de transition: 2; Zone d'ombre: 3.
($m = (ka/2)^{1/3}$)*

Si le point M est situé dans la zone d'ombre, seul le champ diffracté $P_s(M)$ subsiste ($P_r(M) = 0$).

Pour une onde plane incidente, dans la région illuminée et compte tenu de la divergence à la réflexion, l'onde réfléchié géométriquement (figure A1-2) s'écrit:

$$(A1-2) \quad P_r(M) \approx \frac{a}{2} \sqrt{\frac{\sin(2\beta')}{s(s \sin(2\beta') + a \cos^3 \beta')}} e^{-ik(s - \frac{3}{2} a \sin \beta')}$$

$$s = IM + a \sin \beta' / 2$$

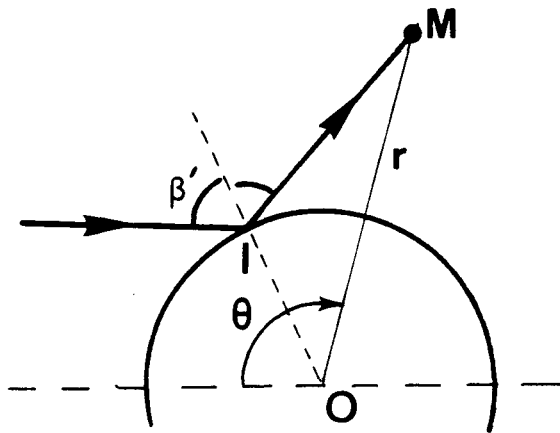


Figure A1-2: Onde plane réfléchié géométriquement.

Le champ diffracté P_d est la somme des contributions des ondes encerclant n fois la sphère dans les deux sens de circulation. Il s'écrit, en dehors des caustiques, pour une onde incidente $e^{ikR} / (4\pi R)$.

. Pour $\theta < \theta_{lim}$:

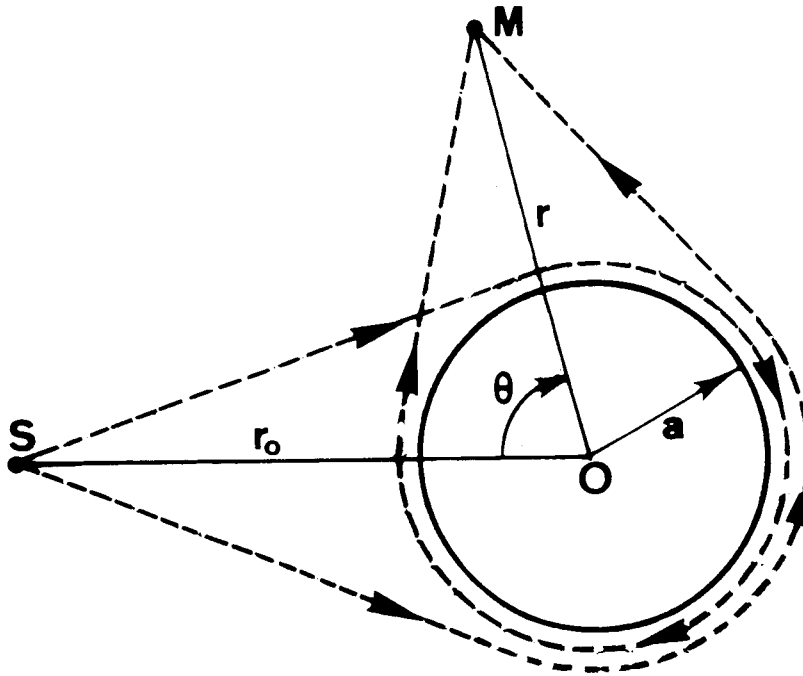


Figure A1-3: Ondes circonférentielles pour $\theta < \theta_{lim}$

$$(A1-3) \quad P_S(r, \theta) = u(r, \theta) - i u(r, 2\pi - \theta)$$

avec

$$u(r, \theta) = \frac{a^{1/2} \exp\left\{ik\left[(r_0^2 - a^2)^{1/2} + (r^2 - a^2)^{1/2}\right]\right\}}{4\pi(r_0 r |\sin\theta|)^{1/2} (r^2 - a^2)^{1/4} (r_0^2 - a^2)^{1/4}} \cdot \sum_n D_n^2 \left\{1 + \exp\left[2\pi a(ik - \alpha_n)\right]\right\}^{-1} \cdot \exp\left\{(ik - \alpha_n) a \left[\theta - \arccos\left(\frac{a}{r}\right) - \arccos\left(\frac{a}{r_0}\right)\right]\right\}$$

. Pour $\theta > \theta_{lim}$:

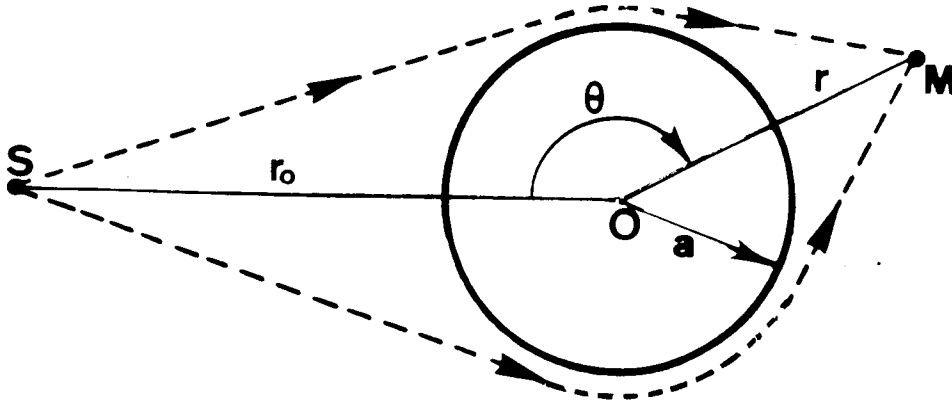


Figure A1-3: Ondes circonférentielles pour $\theta > \theta_{lim}$

$$(A1-4) \quad P_s(r, \theta) = v(r, \theta) - i v(r, -\theta)$$

avec

$$v(r, \theta) = -i \frac{a^{1/2} \exp\left\{ik\left[(r_0^2 - a^2)^{1/2} + (r^2 - a^2)^{1/2}\right]\right\}}{4\pi(r_0 r |\sin\theta|)^{1/2} (r^2 - a^2)^{1/4} (r_0^2 - a^2)^{1/4}} \\ \cdot \sum_n D_n^2 \left\{1 + \exp[2\pi a(ik - \alpha_n)]\right\}^{-1} \\ \cdot \exp\left\{(ik - \alpha_n) a \left[2\pi - \theta - \arccos\left(\frac{a}{r}\right) - \arccos\left(\frac{a}{r_0}\right)\right]\right\}$$

où :

$$\alpha_n = e^{-i\pi/6} (k/(6a^2))^{1/2} q_n ; \quad A'(q_n) = 0$$

$$D_n^2 = \frac{\pi}{2} e^{j5\pi/6} \left(\frac{ka}{6}\right)^{1/3} \frac{1}{q_n A^2(q_n)}$$

A) : fonction d'Airy .

Remarques:

Un coefficient correcteur doit être appliqué pour le calcul sur les caustiques.

Pour comparaison aux résultats, on ne retiendra que la première composante de l'onde circonférentielle ($n=0$) avec $q_0=1,4693$ et $A(q_0)=1,668$.

ANNEXE n° 2

Théorie de l'élastodynamique appliquée à une coque sphérique élastique.[9,43]

Le champ de déplacement \bar{u} dans le solide peut être exprimé en terme d'un potentiel scalaire Φ et d'un potentiel vecteur \bar{B} :

$$(A2-1) \quad \bar{u} = \nabla \cdot \Phi + \nabla \times \bar{B}$$

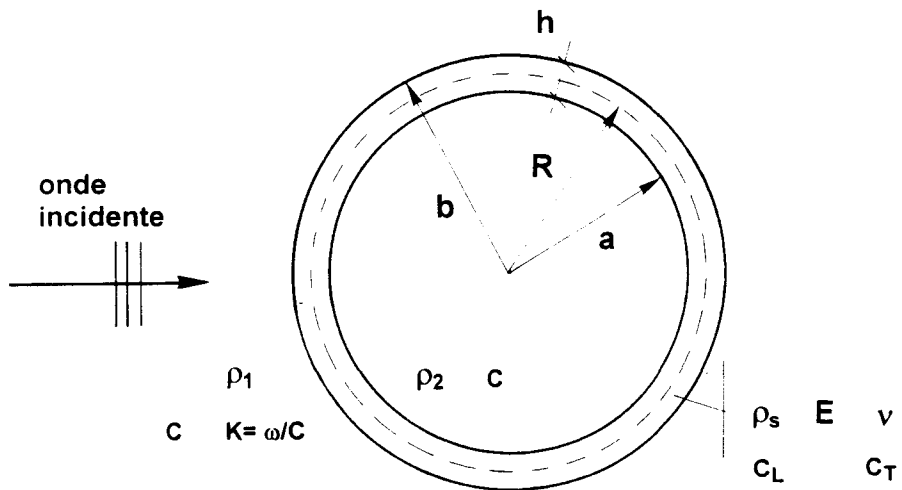


Figure A2-1: Définition de la géométrie.

En coordonnées sphériques, le problème étant à symétrie axiale, B_φ est la seule composante non nulle; posant $B_\varphi = -\partial \Psi / \partial \theta$ on introduit deux fonctions scalaires Φ et Ψ qui vérifient chacune une équation d'Helmoltz:

$$(A2-2a) \quad \Delta \Phi + k_L^2 \Phi = 0$$

$$(A2-2b) \quad \Delta \Psi + k_T^2 \Psi = 0$$

$$k_L = \omega/c_L; \quad k_T = \omega/c_T; \quad c_L^2 = \frac{2\mu(1-\nu)}{(1-2\nu)\rho_s} \quad c_T^2 = \frac{\mu}{\rho_s}$$

c_L : célérité de l'onde longitudinale; c_T : célérité de l'onde transversale.

(λ et μ : coefficients de Lamé du solide)

dont la solution est recherchée sous la forme:

$$(A2-3a) \quad \Phi = \sum_{n=0}^{\infty} [M_{n1} j_n(k_L r) + M_{n2} y_n(k_L r)] P_n(\cos \theta)$$

$$(A2-3b) \quad \Psi = \sum_{n=0}^{\infty} [M_{n3} j_n(k_T r) + M_{n4} y_n(k_T r)] P_n(\cos \theta)$$

avec $j_n()$ et $y_n()$: fonctions de Bessel sphériques d'ordre n de 1^{ère} et 2^{ème} espèce.

Il vient pour les composantes non nulles de \bar{u} :

$$(A2-4a) \quad u_r = \sum_{n=0}^{\infty} [k_1 (M_{n1} j_n'(k_L r) + M_{n2} y_n'(k_L r)) + n(n+1)(M_{n3} j_n(k_T r) + M_{n4} y_n(k_T r)) / r] P_n(\cos \theta)$$

$$(A2-4b) \quad u_\theta = - \sum_{n=0}^{\infty} [(M_{n1} j_n(k_L r) + M_{n2} y_n(k_L r)) / r + (j_n(k_T r) / r + k_2 j_n'(k_T r)) M_{n3} + (y_n(k_T r) / r + k_2 y_n'(k_T r)) M_{n4}] P_n^1(\cos \theta)$$

et pour le fluide intérieur

$$(A2-4c) \quad u_r^c = -k \sum_{n=0}^{\infty} M_{n5} j_n'(kr) P_n(\cos \theta)$$

Pour chaque composante n, on écrit des conditions de continuité en r=a
et r=b

en r=a

$$-\sigma_{rr} = (P_i(\omega) + P_d(\omega))$$

$$u_r = u_{ri} + u_{rd}$$

$$\sigma_{r\theta} = 0$$

en r= b

$$-\sigma_{rr} = P_c(\omega)$$

$$u_r = u_r^c$$

$$\sigma_{r\theta} = 0$$

Pour chaque ordre n>0, elles conduisent à un système de six équations linéaires

$$\alpha_n M_n = N_n$$

$$\text{en posant } X = ka \quad X_1 = k_L a \quad X_2 = k_T a$$

$$Y = kb \quad y_2 = k_L b \quad Y_2 = k_T b$$

les éléments non nuls de α_n s'écrivent: pour chaque valeur de n:

$$\alpha_{11} = [\lambda j_n(X_1) - 2\mu j_n''(X_1)] / (\lambda + 2\mu)$$

$$\alpha_{12} = [\lambda y_n(X_1) - 2\mu y_n''(X_1)] / (\lambda + 2\mu)$$

$$\alpha_{13} = -2n(n+1) [X_2 j_n'(X_2) - j_n(X_2)] / X_2^2$$

$$\alpha_{14} = -2n(n+1) [X_2 y_n'(X_2) - y_n(X_2)] / X_2^2$$

$$\alpha_{16} = -i\rho_1 h_n(X) / \rho_s$$

$$\alpha_{21} = X_1 j_n'(X_1)$$

$$\alpha_{21} = X_1 Y_n'(X_1)$$

$$\alpha_{23} = n(n+1) j_n(X_2)$$

$$\alpha_{24} = n(n+1) y_n(X_2)$$

$$\alpha_{26} = -iX h_n'(X)$$

$$\alpha_{31} = 2 [X_1 j_n'(X_1) - j_n(X_1)]$$

$$\alpha_{32} = 2 [X_1 y_n'(X_1) - y_n(X_1)]$$

$$\alpha_{33} = (n+2) (n-1) j_n(X_2) + X_2^2 j_n''(X_2)$$

$$\alpha_{34} = (n+2) (n-1) y_n(X_2) + X_2^2 y_n''(X_2)$$

$$\alpha_{45} = \rho_2 j_n(Y) / \rho_s$$

$$\alpha_{55} = Y j_n'(Y)$$

pour $3 < i \leq 6$ et $j \leq 4$, les éléments α_{ij} s'écrivent à partir des éléments α_{i-3j} en remplaçant X_1 par Y_1 et X_2 par Y_2 .

Les éléments non nuls de N_n s'écrivent:

$$N_1 = i (\rho_1 / \rho_s) j_n(X) \quad N_2 = i X j_n'(X)$$

et

$$M_6 = g_n^d(X) \quad M_5 = g_n^c(X)$$

remarque:

si $\rho_1 = 0$ alors α_{16} et $N_1 = 0$ et la seconde équation n'existe pas;

si $\rho_2 = 0$ alors $\alpha_{45} = 0$ et la cinquième équation n'existe pas.

ANNEXE n°3

Application de la théorie des coques au calcul du rayonnement d'une coque sphérique.

1. HYPOTHESE DE LA THEORIE DES COQUES. [11,44,45,46,47]

Dans le cas général, pour écrire les équations du mouvement, on prend en compte les forces de membrane, les moments fléchissants mais aussi l'effet du cisaillement et de l'inertie de rotation. La variation d'épaisseur est négligée.

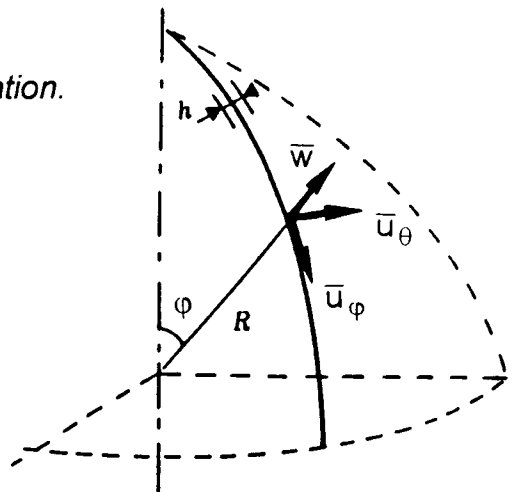
Dans le repère local, en un point $M(\varphi, \theta, \xi)$, on écrit, en coordonnées sphériques, le déplacement vibratoire par référence au déplacement $(\bar{u}_\varphi, \bar{u}_\theta, \bar{w})$ de la surface moyenne, compte-tenu de la rotation β_φ et β_θ de la normale à cette surface. (les variations d'épaisseur sont négligées)

Figure A3-1: Définition de la notation.

$$(A2-1a) \quad u_\varphi(\varphi, \theta, \xi) = \bar{u}_\varphi(\varphi, \theta) + \xi \beta_\varphi(\varphi, \theta)$$

$$(A3-1b) \quad u_\theta(\varphi, \theta, \xi) = \bar{u}_\theta(\varphi, \theta) + \xi \beta_\theta(\varphi, \theta)$$

$$(A3-1c) \quad w(\varphi, \theta) = \bar{w}(\varphi, \theta)$$



Les contraintes $\sigma_\varphi, \sigma_\theta, \tau_{\varphi\theta}, \tau_{\varphi n}, \tau_{\theta n}$

et les déformations $\varepsilon_\varphi, \varepsilon_\theta, \gamma_{\varphi\theta}, \gamma_{\varphi n}, \gamma_{\theta n}$ sont prises en compte pour exprimer les forces et moments résultants par unité de longueur mesurée sur l'arc de la

surface moyenne:

$$(A3-2a) \quad N_\varphi (, N_{\varphi\theta} , Q_\varphi) = \int_{-h/2}^{h/2} \sigma_\varphi (, \tau_{\theta\varphi} , \tau_{n\varphi}) (1 + \xi / r_\theta) d\xi$$

$$(A3-2b) \quad M_\varphi (, M_{\varphi\theta}) = \int_{-h/2}^{h/2} \sigma_\varphi (, \tau_{\varphi\theta}) (1 + \xi / r_\theta) \xi d\xi$$

(deux expressions analogues des forces et des moments sont obtenues en permutant φ et θ);

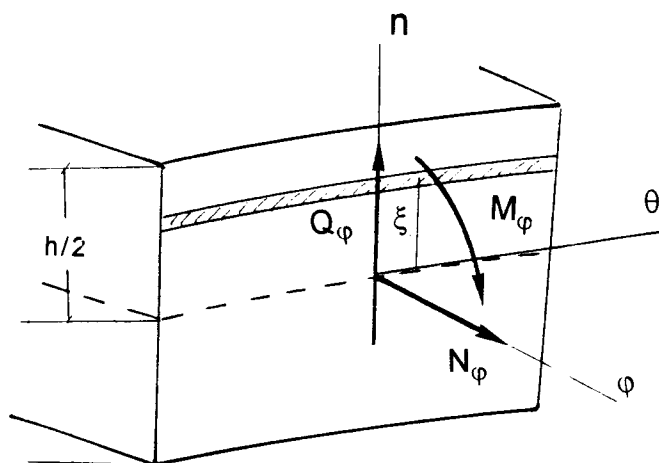


Figure A3-2: Définition des forces et des moments.

On écrit alors le Hamiltonien $\mathcal{H} = \mathcal{E} + \mathcal{W} - \mathcal{P}$ à partir de l'énergie potentielle \mathcal{P} , de l'énergie cinétique \mathcal{E} et du travail \mathcal{W} de la force normale par unité de surface.

2. EQUATIONS DIFFERENTIELLES DU MOUVEMENT.

Les équations différentielles qui régissent le mouvement sont obtenues par application du principe de Hamilton [47]. Dans le cas d'une vibration sans torsion qui préserve ainsi la symétrie axiale (indépendance en θ) ces équations

s'écrivent en coordonnées sphériques:

$$(A3-3a) \quad (N_\varphi - N_\theta) \cotg \varphi + \partial N_\varphi / \partial \varphi + Q_\varphi = \rho_s h R k_1 \ddot{u}_\varphi + (\rho_s h^3 k_2 \ddot{\beta}_\varphi) / 6$$

$$(A3-3b) \quad \partial Q_\varphi / \partial \varphi + Q_\varphi \cotg \varphi - (N_\varphi + N_\theta) = \rho_s h R k_1 \ddot{w} + R p$$

$$(A3-3c) \quad \partial M_\varphi / \partial \varphi + (M_\varphi - M_\theta) \cotg \varphi - R Q_\varphi = (\rho_s h^3 k_3 \ddot{u}_\varphi) / 6 + (\rho_s h^3 R k_r \ddot{\beta}_\varphi) / 12$$

à partir de trois composantes de vibrations \bar{u}_φ , \bar{w} et β_φ . (ou Q_φ)

On exprime dans ces équations:

- les efforts normaux:

$$(A3-4a) \quad N_\varphi = \frac{Eh}{(1-\nu^2)R} [\partial \bar{u}_\varphi / \partial \varphi + \bar{w} + \nu (\cotg \varphi \cdot \bar{u}_\varphi + \bar{w})]$$

$$(A3-4b) \quad N_\theta = \frac{Eh}{(1-\nu^2)R} [\cotg \varphi \cdot \bar{u}_\varphi + \bar{w} + \nu (\partial \bar{u}_\varphi / \partial \varphi + \bar{w})]$$

- les moments

$$(A3-5a) \quad M_\varphi = \frac{D}{R} [\partial \beta_\varphi / \partial \varphi + \nu \beta_\varphi \cdot \cotg \varphi]$$

$$(A3-5b) \quad M_\theta = \frac{D}{R} [\beta_\varphi \cdot \cotg \varphi + \nu \partial \beta_\varphi / \partial \varphi]$$

- l'angle de rotation de la normale

$$(A3-6) \quad \beta_\varphi = 1/R \cdot (\bar{u}_\varphi - \partial \bar{w} / \partial \varphi) + 2(1 + \nu) k_s Q_\varphi / (Eh)$$

Avec $\alpha = \frac{h^2}{12 R^2}$, (R : rayon de la surface moyenne ; h : épaisseur de la coque et

E: module d'Young) on a posé:

$$k_1 = 1 + \alpha$$

$$k_s = 6/5 \approx 12/\pi^2:$$

$$k_r = 1 + 9\alpha/5 \text{ et } k_2 = k_3 = 1 \quad ,$$

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} : \text{raideur à la flexion,}$$

p : pression différentielle du fluide,

le . indique la dérivation par rapport au temps.

k_r, k_2, k_3 traduisent l'effet de l'inertie de rotation, k_s l'effet du cisaillement.

3. VIBRATIONS PROPRES DE LA COQUE.

En posant $p=0$, on reporte les expressions (A3-4 à 6) dans les équations de mouvement (A3-3) et on introduit les solutions sous la forme

$$(A3-7) \quad \bar{u}_\varphi = \partial U / \partial \varphi e^{-i\omega t} ; Q_\varphi = \partial V / \partial \varphi e^{-i\omega t} \quad ; \bar{w} = W e^{-i\omega t}$$

En utilisant l'opérateur $\Delta = \partial^2 / \partial \varphi^2 + \cotg \varphi \partial / \partial \varphi$, puis en intégrant les deux membres des équations (A3-3) par rapport à φ et en annulant les constantes d'intégration, ce qui ne change pas les solutions, on obtient le

système d'équations:

$$(A3-8a) \quad [\Delta + 1 - \nu + (k_1 + 2\alpha k_2) \Omega^2] U + [1 + \nu - 2\alpha k_2 \Omega^2] W \\ + [1 + 4\alpha k'_s k_2 \Omega^2] V'' = 0$$

$$(A3-8b) \quad \alpha [\Delta + 1 - \nu + (2k_3 + k_r) \Omega^2] U - \alpha [\Delta + 1 - \nu + k_r \Omega^2] W \\ - [1 - 2\alpha k'_s (\Delta + 1 - \nu + k_r \Omega^2)] V'' = 0$$

$$(A3-8c) \quad [(1+\nu) \Delta] U + [2(1+\nu) - k_1 \Omega^2] W - \Delta V'' = 0$$

On a posé $\Omega^2 = \omega^2 (1 - \nu^2) R^2 \rho_s / E = (\omega R / c_p)^2 = \chi^2 \frac{c^2}{c_p^2}$

$$V'' = (1 - \nu^2) R V / (E h)$$

$$k'_s = k_s / (1 - \nu)$$

$$c_p = \sqrt{\frac{E}{\rho_s (1 - \nu^2)}} : \text{célérité de l'onde de plaque.}$$

On obtient, en écrivant les conditions de compatibilité du système, l'équation aux fréquences des modes propres:

$$(A3-9) \quad a_9 \Omega^6 + (a_8 + a_5 \Delta) \Omega^4 + (a_7 + a_4 \Delta + a_2 \Delta^2) \Omega^2 \\ + (a_6 + a_3 \Delta + a_1 \Delta^2 + a_0 \Delta^3) = 0$$

Pour une coque sphérique fermée, la solution est exprimée à l'aide de fonctions de Legendre de première espèce et d'ordre entier n . Dans la décomposition en modes normaux on a $\Delta = -n(n+1)$.

Les coefficients a_i sont ceux de la référence [45].

Trois solutions $\Omega_{1,2,3}(n)$ de cette équation permettent de tracer les courbes de dispersion de fréquence.

4. EQUATIONS DE TIMOSHENKO.

Pour les coques minces ($\xi/a \ll 1$), une formulation élémentaire de cette théorie peut être obtenue en adoptant les hypothèses de Love ($\gamma_{\varphi n} = 0, \tau_{\varphi n} = 0$): l'inertie de rotation et l'effet du cisaillement sont négligés, Q_{φ} est pris en compte, défini par la relation A3-8c [25].

On en déduit : $k_s = k_r = k_2 = k_3 = 0$ et $k_1 = 1$

et en reportant dans les équations de la théorie des coques complète:

$$(A3-10) \left\{ \begin{aligned} & \left[(1+\nu)(\Delta+1-\nu) + \Omega^2 \right] U + \left[-\alpha\Delta - \alpha(1-\nu) + 1 + \nu \right] = 0 \\ & \left[\alpha\Delta^2 - \Delta(1+\nu - \alpha(1-\nu)) \right] U + \left[-\alpha\Delta^2 - \alpha\Delta(1-\nu) - 2(1+\nu) + \Omega^2 \right] W = \mu p \end{aligned} \right.$$

avec:

$$\mu = \frac{R(1-\nu^2)}{Eh}; \quad p = p_{\text{ext}} - p_{\text{int}} : \text{charge de pression.}$$

L'équation aux fréquences s'écrit alors:

$$(A3-11) \quad \Omega^4 - \left[3(1+\nu) - (\Delta+2) + \alpha(1-\Delta)(\nu-1-\Delta) \right] \Omega^2 - (\Delta+2) \left[1 - \nu^2 + \alpha \left((1+\Delta)^2 - \nu^2 \right) \right] = 0$$

D'où deux solutions en sont tirées pour chaque ordre n .

ANNEXE n°4

Les éléments de base de la théorie de Biot. [31,48]

Le milieu poreux homogène et isotrope est décrit comme un double continuum. Biot écrit les contraintes moyennes dans le solide (σ_{ij}) et dans le fluide (s) en fonction des déplacements moyens dans le milieu solide (\bar{u}) et dans le milieu fluide (\bar{U}).

$$\sigma_{ij} = 2 N \varepsilon_{ij} + (Ae + Q \varepsilon) \delta_{ij} ; \quad (\delta_{ij} = 0 \text{ si } i \neq j, \quad \delta_{ij} = 1 \text{ si } i = j)$$

$$s = Q e + R \varepsilon$$

Les forces associées à ces contraintes sont définies par unité de surface du matériau poreux.

Compte tenu de la force dissipative due au mouvement relatif fluide-solide, en prenant en compte l'inertie d'entraînement, les équations de mouvement s'écrivent:

$$P \nabla \cdot (\nabla \cdot \bar{u}) + Q \nabla \cdot (\nabla \cdot \bar{U}) - N \nabla \times (\nabla \times \bar{u}) =$$

$$\rho_1 \partial^2 \bar{u} / \partial t^2 + \rho_a \partial^2 (\bar{u} - \bar{U}) / \partial t^2 + b F(\omega) \partial (\bar{u} - \bar{U}) / \partial t$$

$$Q \nabla \cdot (\nabla \cdot \bar{u}) + R \nabla \cdot (\nabla \cdot \bar{U}) =$$

$$\rho_2 \partial^2 \bar{U} / \partial t^2 + \rho_a \partial^2 (\bar{U} - \bar{u}) / \partial t^2 + b F(\omega) \partial (\bar{U} - \bar{u}) / \partial t$$

e et ε sont les dilatations: $e = \nabla \cdot \bar{u}$ $\varepsilon = \nabla \cdot \bar{U}$

et ε_{ij} est la déformation relative $\varepsilon_{ij} = 1/2 (u_{i,j} + u_{j,i})$.

A et N sont les coefficients de Lamé de la théorie de l'élasticité.

$A = P - 2N$; $N = E / (2(1 + \nu))$; ν coefficient de Poisson.

N correspond au module de cisaillement de la matrice.

P, Q, R sont définis par Biot et Willis [48].

$$P = \frac{4}{3} N + [(1-\beta)(1-\beta K_M / K_S) + \beta K_M / K_f] D^{-1}$$

$$Q = \beta (1-\beta K_M / K_S) D^{-1}$$

$$R = \beta^2 D^{-1}$$

avec $D = (1-\beta) / K_S - K_M / K_S^2 + \beta / K_f$

où β est la porosité efficace du milieu,

K_S est le coefficient de compressibilité du solide constituant la matrice,

$K_M = 2N(1 + \nu) / (3(1 - 2\nu))$ est le coefficient de compressibilité de la matrice, il est déduit de la mesure de E et N.

$\rho_1 = (1-\beta)\rho_s$ est la masse volumique de la matrice,

$\rho_2 = \beta\rho_f$ est la masse volumique du contenu fluide,

ρ_s et ρ_f sont respectivement les masses volumiques du solide et du fluide,

ρ_a est le coefficient massique d'entraînement du aux forces d'inertie.

K_f est le module de compressibilité en volume du fluide et $F(\omega)$ exprime la friction oscillatoire. Pour leur calcul on admet que le milieu est formé de pores cylindriques. Supposant le fluide parfait, en faisant intervenir les échanges thermiques au niveau des parois, on calcule la compressibilité équivalente K_f [30]. Puis, négligeant les échanges thermiques pour prendre en compte les forces de viscosité dynamique du fluide on calcule $F(\omega)$ [31].

$$K_f = \frac{\gamma P_0}{1 + 2(\gamma - 1) / (\lambda \kappa \sqrt{i}) T(\lambda \kappa)}$$

$$F(\omega) = -\frac{1}{4} \frac{\kappa \sqrt{i} T(\kappa)}{1 - \frac{2}{\sqrt{i}} T(\kappa)}$$

γP_0 : module de compressibilité isentropique du fluide.

pour l'air :

$\gamma = 1,41$ (rapport des chaleurs spécifiques) ; $\lambda = 0,86$ (conductivité thermique)

$T(x) = J_1(x \sqrt{i}) / J_0(x \sqrt{i})$; $J_n()$: fonction de Bessel cylindrique d'ordre n.

l'argument de ces deux fonctions complexes est défini par $\kappa = (\omega \delta / \omega_c)^{1/2}$ où:

δ est un paramètre qui prend en compte la tortuosité et de la forme des canaux,

$\omega = 2 \pi f$; f fréquence,

$\omega_c = 2 \pi f_c = b / (\beta \rho_f)$

$b = \rho_2 \omega_c$: résistivité d'écoulement au flux statique du matériau poreux,

f_c : fréquence caractéristique limitant le domaine d'application de la loi de Poiseuille; dans hypothèse de pores cylindriques $\kappa^2 = 8f/f_c$.

La mesure de b [49] et de E et N [27,37] permettent la détermination des coefficients viscoélastiques.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES
ET
BIBLIOGRAPHIE.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.

- [1] "Contribution à l'étude expérimentale de la réponse impulsionnelle des matériaux absorbants acoustiques dans le domaine des fréquences audibles"
L. BASSERY, G. DEPREZ.
C.R.Acad. Sc. (Paris) serie B t.287 p.73-76 (1978)

- [2] "Mesure de l'impédance acoustique et des coefficients d'absorption d'un revêtement par une méthode de filtrage temporel."
R. HAZEBROUCK.
Revue d'Acoustique n°56 p.6-10 (1981)

- [3] "Filtrage temporel et F.F.T. appliqués à l'étude de la diffraction acoustique et à la mesure du coefficient d'absorption d'un revêtement."
R. HAZEBROUCK.
Revue d'Acoustique n°68 p.21-27 (1984)

- [4] "Etude théorique et expérimentale de la diffusion acoustique par des sphères placées dans l'air"
G. DEPREZ, L.BASSERY, R. HAZEBROUCK.
Rapport contrat DRET n°84/1161 Paris (1985)

- [5] "Présentation d'une source impulsive et du système d'acquisition et de traitement."
R. HAZEBROUCK, G. DEPREZ.
Revue INRS n°57 P.59-62 (1985)

- [6] "Theoretical Acoustics"
P.M. MORSE, K.U. INGARD
Mc Graw Hill (1968)

- [7] "Electro Acoustique"
M. ROSSI
Dunod (1986)
- [8] "Mesure d'une réponse impulsionnelle en acoustique; application à la diffraction d'une onde sonore par une sphère."
G. DEPREZ, R. HAZEBROUCK
Acustica vol45 n°2 p96,102 (1980)
- [9] "Acoustic reflection from elastic spheres and rigid spheres and spheroids, -II- transient analysis"
J.R.DRAGONETTE, R.H VOGT, R.H.FLAX, W.G.NEUBAUER.
JASA vol55 p1130 (1974).
- [10] "Method of theoretical physics"
P.M.MORSE, H.FESHBACK
Mc Graw Hill New York (1953)
- [11] "Scattering of sound by a rigid movable sphere"
R.HICKLING, N.M.WANG
JASA vol39 n°2 p176-179 (1966)
- [12] "Etude expérimentale de la diffraction acoustique par une cible rigide: cylindre terminé par deux hémisphères"
R. HAZEBROUCK.
Journal de physique C1, vol 2 p705-708 (1992)
- [13] "Diffusion acoustique d'un objet rigide formé par un cylindre circulaire terminé par deux hémisphères"
G.BERGINC, F.MOLINET.
Journal d'Acoustique vol2 n°1 p19-29 (1989)
- [14] "theorie of elastic resonance excitation by sound scattering"
L. FLAX, L.R. DRAGONETTE, H. ÜBERHALL.
JASA vol 63 p. 723 (1978)

- [15] "Theory of resonance scattering"
L. FLAX, G.C. GAUNAURD, H. ÜBERHALL.
Phys. Acoust. , academic press vol 15 chap.3 p. 191-294 (1981)
- [16] "Méthode d'isolement et d'identification des résonances (MIIR) de cylindres et de tubes soumis à une onde acoustique plane dans l'eau"
G. MAZE, J. RIPOCHE.
Rev. Phys. Appl. vol. 18 p319-326. (1983)
- [17] "Diffusion d'une onde acoustique plane par des cylindres et des tubes immergés dans l'eau; isolement et identification des résonances"
G. MAZE
Thèse Doct. d'Etat Univ. Rouen (1984)
- [18] "Contribution expérimentale à l'étude des vibrations de résonance d'une sphère creuse"
R. HAZEBROUCK, G. DEPREZ.
Acustica n°64 p. 202-206 (1987)
- [19] "Contribution à l'étude expérimentale de la réflexion d'une onde sphérique impulsive".
L. BASSERY, G. DEPREZ, R. HAZEBROUCK.
Revue CETHEDC NS80-1 p. 305-318 (1980)
- [20] "Generation of plate waves in submerged air filled shells"
S.K. NUMRICH, N.H. DALE, L.R. DRAGONETTE.
in "Advances in fluid-structure interactions" Am. Soc. Mech. Eng.
PVP 78/ AMD 64 p. 59-74 (1984)
- [21] "Excitation acoustique impulsionnelle d'une plaque élastique immergée: application à l'isolement des résonances"
P. DELESTRE, J.L. IZBICKI, G. MAZE, J. RIPOCHE
Acustica vol 61 p.83-85 (1986)

- [22] "Determination of the resonance spectrum of elastic bodies via the use of short pulses and Fourier transform theory".
M. DE BILLY
JASA vol 79 n°2 p. 219-221 (1986)
- [23] "Diffraction d'une onde impulsive sphérique par une sphère creuse plongée dans l'air"
G. DEPRez, R. HAZEBROUCK.
Revue CETHEDec Ondes et Signal n°72 p. 73-90 (1982)
- [24] "La diffusion acoustique par des cibles élastiques de forme géométrique simple". N. GESPA
A. DEREM (chap 9) , J.L. ROUSSELOT (chap 12)
Ed Cedocar Paris (1987)
- [25] "Théorie de la stabilité élastique."
Timoshenko
Lib. Polytechnique Paris (1947)
- [26] "Champ proche d'une coque sphérique élastique."
M. TRAN VAN NHIEU
Traitement du signal vol. 2 n°5 p. 365-369. (1985)
- [27] "Diffraction acoustique par des sphères placées dans l'air"
G. DEPRez, R. HAZEBROUCK, A. SFAOUI
Rapport DRET n°86/070 Paris (1989)
- [27bis] Rapport intermédiaire DRET n°86/070 Paris (1988)
- [28] "Group velocity and acoustical resonances."
G. QUENTIN, A. DEREM, B. POIREE.
J. Phys. vol 50 p. 1943-1952 (1989)
- [29] "Acoustical properties of fibrous materials."
M.T. DELANY, E.N. BAZLEY
Appl. Acoust. vol 3 p 105-116 (1970)

- [30] "Sound absorbing materials."
C. ZWIKKER, C.W. KOSTEN
Elsevier New York et Amsterdam (1949)
- [31] "Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid."
M.A. BIOT
JASA Vol 28 n°2 p 168-191 (1956).
- [32] "Dispersion of extensional waves in fluid saturated porous cylinders at ultrasonic frequencies."
J.C. BERRYMAN
JASA vol 74 n°6 p1815-1812 (1983)
- [33] "Diffraction par une sphère absorbante."
G. DEPREZ, L. BASSERY, R. HAZEBROUCK
Revue Cethedec - Ondes et signal n° 78 p135-148 (1984)
- [34] "La diffusion Acoustique" - N. GESPA
G. DEPREZ chap.18.
Ed. Cedocar (1986)
- [35] "Coupled P and SV waves propagating in spherical elastic layers."
A. GERARD
Int. Journ. Eng. vol 21 n°6 p617-625 (1983)
- [36] - "Propagation des ondes de dilatation de Biot dans les mousses de polyuréthane."
G. DEPREZ, L. BASSERY, R. HAZEBROUCK
Revue d'acoustique n°78 p46-52 (1986)
- [37] "Etude de la propagation dans une tige cylindrique de mousse de polyuréthane; mesure des coefficients viscoélastiques de la matrice en basse fréquence."
G. DEPREZ, R. HAZEBROUCK, A. SFAOUI
Suppl. Journ. Phys. 17 tome 51 (1990)

- [38] "Etude de la transmission d'une sphère de mousse de polyuréthane en régime impulsionnel."
G. DEPREZ, R. HAZEBROUCK, A. SFAOUI
Suppl. Journ. Phys. 62 tome 51 p411-414 (1990)
- [39] "Observation of a sound bulk compressional wave in a porous medium et ultrasonic frequencies."
T. PLONA
Appl. Phys. Letter n°36 p259-261(1980)
- [40] "Diffraction by smooth objet"
B.R. LEVY, J.B. KELLER.
Comm. on pure and applied math. vol12 p159-209 (1959°)
- [41] "Electromagnétique and acoustic scattering by simple shapes" (chap 10)
J.J.BOWMAN, T.B.A. SENIOR, P.L.E USLENGHI
(North Holland, Amsterdam) (1969)
- [42] "A geometrical theory of diffraction"
J.B. KELLER
Proc. Symp. on appl. Math. vol8 p27-52 (1958)
- [43] "Reflection and transmission of sound by elastic spherical shells"
R.R. GOODMAN, R. STERN.
JASA vol. 34 n°2 p. 338-344 (1962)
- [44] "Impedances of spherical shell in axisymmetric mode under the influence of rotary inertia and shear"
E.C. SHENDEROV
Sov. Phys. Acoust. vol. 27 n°2 p. 164-167 (1981)
- [45] "Frequency analysis of complete spherical shells"
C.F. LONG.
Journ. of Eng. Mech. Div. EM3 p. 506-518 (1969)

- [46] "Vibration of shells and plates"
W. SOEDEL
Ed. M. Dekker Inc. New York and Basel (1982)

- [47] "Vibrations of elastic structural members"
E.B. MAGRAD
Sijthoff & Noorhoff USA (1979)

- [48] "The elastic coefficients of the theory of consolidation."
M.A. BIOT, D.G. WILLIS
Journ. Appl. Mech. vol 24 p 594-603 (1957)

- [49] "Standard test method for air flow resistance of acoustical materials."
norme ASTM C522 - 73.

BIBLIOGRAPHIE.

"Introduction aux théories de l'acoustique."

M. BRUNEAU

Ed. Univ. Maine Le Mans (1983)

"Rayonnement acoustique des structures"

C. LESUEUR

Eyrolles (1988)

"Handbook of mathematical functions"

M. ABRAMOVITZ, J.A. STEGUN

US Government printing office (1972)

"A treatise on the theory of Bessel functions"

G.N. WATSON

Cambridge Univ. Press (1980)

"Random vibrations and spectral analysis"

D.E. NEWLAND

Ed. Longman London New York (1981)

"Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques"

J. MAX

Ed. Masson (1977)

"Propagation in air of N waves produced by sparks"

W.M. WRIGHT

JASA vol 73 n°6 p.1948-1955 (1983)

"La relaxation dans les gaz viscothermiques: application à l'étude de l'atténuation et au déphasage d'une onde sonore"

J.D. POLACK, S. NEZAN

Journ. d'Acoust. vol 5 p. 299-319 (1992)

"Scattering of acoustic waves by a finite elastic cylinder immersed in water"

S.K. NUMRICH

JASA vol 70 n°5 p. 1407-1411 (1981)

"Sound scattering by spherical and elongated shelled bodies"

T.K. STANTON

JASA vol 88 n°3 p. 1613-1633 (1990)

"Acoustic scattering from elastic cylinders and spheres: surface waves (Watson Transform) and transmitted waves"

H. ÜBERALL

Traitement du signal vol 2 n°5 p. 353-357 (1985)

"Lamb and creeping waves around submerged spherical shells resonantly excited by sound scattering"

G.C. GAUNAURD, M.F. WERBY

JASA vol 82 n°6 p. 2021-2033 (1987)

"Sound scattering by resonantly excited, fluid loaded, elastic spherical shell"

G.C. GAUNAURD, M.F. WERBY

JASA vol 90 n° 5 p. 2536-2550 (1991)

"Etude des spectres de résonances d'objets cylindriques limités"

G. MAZE, F. LECROQ, P. PAREIGE, J.L. IZBICKI, J. RIPOCHE

Journ. d'Acoust. n°1 p.171-175 (1988)

"Résonances d'ondes d'interface de coques cylindriques minces immergées: détermination et interprétation"

A. GERARD, J.L. ROUSSELOT, J.L. IZBICKI, G. MAZE, J. RIPOCHE

Rev. Phys. Appl. n°23 p. 289-299 (1988)

"Diffusion acoustique par des sphères élastiques"

J.P. SESSAREGO, J. SAGELOLI, C. GAZANHES

Acustica n°64 p.206-210 (1987)

"Resonance scattering of sound waves by a spherical elastic shell in a fluid"

A.P. PODDUBNYAK

Sov. Phys. Acoust. vol 3 à n°1 p. 51-54 (1984)

"The acoustic scattering by a submerged, spherical shell: the bifurcation of the dispersion curve for the spherical antisymmetric Lamb wave."

G. S. SAMMELMANN, D. H. TRIVETT, R.H. HACKMAN

JASA vol 85 n°1 p. 114-124 (1989)

"Rétrodiffusion d'une impulsion ultrasonore brève par une coque cylindrique à paroi mince"

M. TALMANT

Thèse Univ. Paris 7 (1987)

"Acoustic resonances of thin cylindrical shells and the resonance scattering theory"

M. TALMANT, G. QUENTIN, J.L. ROUSSELOT, J.V. SUBRAHMANYAM, H. ÜBERALL

JASA vol 84 n°2 p. 681-688 (1988)

"Acoustique des milieux poreux"

T. BOURBIE, O. COUSSY, B. ZINSZNER

Ed. Technip (1986)

"A wave-front method for determining the dynamic properties of high damping materials"

R.H. BLANC, F.P. CHAMPOMIER

Journ. Sound Vib. vol 49 n°1 p. 37-44 (1976)

"Observation of the Biot slow wave in a plastic foam of high flow resistance at acoustical frequencies"

J.F. ALLARD, C. DEPOLLIER, A. L'ESPERANCE

Journ. Appl. Phys. vol 59 p. 3367-3370 (1986)

"Propriétés acoustiques des matériaux poreux saturés d'air et théorie de Biot"

J.F. ALLARD, C. DEPOLLIER, J. NICOLAS, W. LAURIKS, A. COPS

Journ. d'Acoust. vol 3 p. 29-38 (1990)

"Acoustical properties of partially reticuled foams with high and medium flow resistance"

J.F. ALLARD, A. AKNINE, C. DEPOLLIER

JASA vol 79 p1734-1740 (1986)

"Acoustic attenuation in fluid-saturated porous cylinders at low frequencies."

K-J. DUNN

JASA vol 79 n°6 p1709-1721 (1986)

"Mechanic of deformation and propagation in porous media"

M.A. BIOT

Journ. Appl. Phys. vol 33 n°4 p. 1482-1498 (1962)

"Some aspect of elastic wave propagation in fluid saturated porous solids"

J. GEERSMA, D.C. SMIT

Geophysics vol 26 n°2 p. 169-181 (1961)

"Rayleigh waves in a poroelastic halfspace"

M. TAJUDDIN

JASA vol 75 n°3 p. 682-684 (1984)

TABLE DES MATIERES.

TABLE DES MATIERES

<u>INTRODUCTION.</u>	p. 3
<u>CHAPITRE I : LA METHODE EXPERIMENTALE.</u>	p. 7
1. L'ENSEMBLE EXPERIMENTAL.	p. 9
1.1. La source sonore impulsive.	p. 9
1.2. La chaîne de mesure.	p. 11
2. FONCTIONNEMENT DU SYSTEME D'ACQUISITION.	p. 13
2.1. Définition des conditions d'acquisition.	p.13
2.1.1. Réglages de l'oscilloscope.	p. 13
2.1.2 Réglage de l'amplificateur de mesure.	p. 13
2.2. Acquisition.	p. 14
2.3. Traitement temporel.	p. 15
2.4. Calcul des spectres	p. 16
2.5. Calcul d'une réponse en fréquence.	p. 16
2.6. Editions.	p. 17
3. CARACTERISTIQUES DE L'ONDE EMISE PAR LA SOURCE.	p. 17
3.1 Domaine temporel.	p. 17
3.2. Domaine des fréquences.	p. 18

4. INFLUENCE DES CONDITIONS EXPERIMENTALES.	p. 19
4.1. Influence du filtrage temporel.	p. 19
4.2. Stabilité de l'émission.	p. 20
4.3. Influence de l'incidence moyenne sur la réponse du microphone.	p. 22
5. CONCLUSION.	p. 25

CHAPITRE 2 : MESURE DE LA REPONSE IMPULSIONNELLE DE CIBLES RIGIDES : SPHERE ET CYLINDRE LIMITE. p. 26

1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL.	p. 28
2. DIFFRACTION PAR UNE SPHERE RIGIDE.	p. 29
2.1. Etude théorique.	p. 29
2.1.1. Définition de l'étude.	p. 29
2.1.2. Calcul de la fonction de forme.	p. 30
2.1.3. Calcul des signaux diffractés.	p. 33
2.2. Etude expérimentale.	p. 33
2.2.1. Caractéristiques de l'expérience.	p. 33
2.2.2. Mesure.	p. 34
2.2.2.1. Acquisition des signaux.	p. 34
2.2.2.2. Traitement.	p. 37

2.3. Résultats.	p. 38
2.3.1. Dans le domaine temporel.	p. 48
2.3.2. Dans le domaine fréquentiel.	p. 51
2.4. Conclusion.	p. 53

3. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DIFFRACTION PAR UN CYLINDRE

RIGIDE TERMINE PAR DES HEMISPHERES.

3.1. Conditions expérimentales.	p. 53
3.2. Etude dans le plan équatorial.	p. 54
3.2.1. Etude de la cible n°1.	p. 54
3.2.2. Etude de la cible n°3.	p. 56
3.2.3. Etude comparative des formes d'ondes pour les trois cibles.	p. 57
3.3. Etude dans le plan méridien.	p. 60
3.3.1. Incidence selon l'axe de Line.	p. 61
3.3.2. Incidence moyenne 60°.	p. 64
3.4.. Conclusion.	p. 69

4. CONCLUSION GENERALE.

CHAPITRE III : ETUDE DE LA DIFFRACTION PAR UNE COQUE SPHERIQUE ELASTIQUE IMMERGEE; INFLUENCE DU COUPLAGE "FLUIDE-STRUCTURE".

1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL.

2. DEFINITION DES REPONSES EN FREQUENCE.	p. 76
3. RESULTATS EXPERIMENTAUX.	p. 78
3.1. Caractéristiques de la cible.	p. 78
3.2. Mesure à l'extérieur de la cavité.	p. 78
3.2.1. Onde totale diffractée.	p. 78
3.2.2. Onde rayonnée.	p. 81
3.3. Mesures à l'intérieur de la cavité.	p. 81
4. CALCUL DES DEVELOPPEMENTS.	p. 84
4.1. Dans le cadre de la théorie de l'élastodynamique.	p. 84
4.1.1. Détermination des fréquences propres.	p. 84
4.1.2 Calcul de coefficients $g_n^d(X)$ et $g_n^c(X)$.	p. 86
4.2. Dans le cadre de la théorie des coques.	p. 86
4.2.1. Les équations de Timoshenko.	p. 87
4.2.2. Impédance réduite de coque ζ_n^c .	p. 88
4.2.3. Expression des coefficients $g_n^d(X)$ et $g_n^c(X)$.	p. 88
4.2.4. Fréquences de résonance de la coque remplie d'air.	p. 89
4.2.5. Influence des conditions expérimentales sur la réponse résonnante.	p. 92
5. ETUDE DU COUPLAGE PAR SIMULATION NUMERIQUE D'UNE EXPERIENCE DE DIFFUSION.	p. 93
5.1. Définition de l'étude.	p. 94
5.2. Fréquences propres de la coque isolées.	p. 94
5.3. Lecture des courbes de dispersion de fréquences: vitesse de groupe c_g et vitesse de phase c_ϕ .	p. 96

5.4. Comparaison des différentes approximations.	p. 97
5.4.1. Approximation de Timoshenko.	p. 97
5.4.2. Calcul actuel.	p. 97
5.5. Calcul de l'impédance modale de coque réduite ζ_n^C .	p. 98
5.6.. Les pôles complexes de $g_n^d(X)$.	p. 99
5.7. Réponse en fréquence en rétrodiffusion.	p. 102
5.8. Signal temporel.	p. 103
5.9.. Dispersion de fréquence et vitesse de groupe.	p. 106
6. CONCLUSION.	p. 109

**CHAPITRE 4 : ETUDE EXPERIMENTALE DE LA PROPAGATION
D'UNE ONDE ACOUSTIQUE DANS UN MILIEU DIPHASIQUE : LES
MOUSSES SOUPLES DE POLYURETHANE.**

p. 110

**1. DESCRIPTION SOMMAIRE DES MOUSSES DE POLYURETHANE
ETUDIEES.**

p. 112

**2. EQUATIONS DE PROPAGATION DANS LE MILIEU DIPHASIQUE "AIR -
MATRICE SOUPLE".**

p. 112

2.1. Mise en équation.

p. 112

2.2. Remarques concernant les mousses étudiées.

p. 113

2.3. Ecriture des solutions; structure de l'onde.

p. 114

3. ETUDE DE LA TRANSMISSION D'UNE ONDE SPHERIQUE AU CENTRE D'UNE SPHERE DE MOUSSE DE POLYURETHANE.	p. 115
3.1. Conditions expérimentales.	p. 115
3.2. Mise en équation.	p. 116
3.2.1. Milieu extérieur.	p. 116
3.2.2. Milieu absorbant intérieur.	p. 117
3.3. Conditions aux limites.	p. 117
3.4. Calcul de l'onde transmise.	p. 118
4. INTERPRETATION DE L'EXPERIENCE DANS L'HYPOTHESE D'UN FLUIDE ABSORBANT.	p. 119
4.1. Hypothèse du fluide absorbant.	p. 119
4.2. Ecriture de l'onde transmise au centre de la sphère.	p. 120
4.3. Interprétation physique de l'onde transmise.	p. 121
4.3.1. Ecriture du coefficient de transmission T_e et du coefficient de réflexion R_i .	p. 122
4.3.2. Calcul de l'onde transmise.	p. 124
4.3.2.1. Calcul de la fonction de transfert en O.	p. 124
4.3.2.2. Etude de $H(\omega)$.	p. 125
4.4. Ecriture de l'onde diffractée en $M(r, \theta)$.	p. 126
5. ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.	p. 127
5.1. Dans le cadre de l'hypothèse "Fluide absorbant".	p. 127
5.1.1. Etude en transmission.	p. 127
5.1.2. Etude en diffraction.	p. 131
5.2. Dans le cadre de la théorie prenant en compte les deux ondes de dilatation.	p. 131
6. CONCLUSION.	p. 135

CONCLUSION. p. 136

ANNEXES. p. 139

ANNEXE 1 : Application de la Théorie Géométrique de la Diffraction à l'étude de la diffraction par une sphère rigide. p. 140

ANNEXE 2 : Théorie de l'élastodynamique appliquée à une coque sphérique élastique. p. 145

ANNEXE 3 : Application de la théorie des coques au calcul du rayonnement d'une coque sphérique. p. 149

ANNEXE 4 : Les éléments de base de la théorie de Biot p. 155

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES ET BIBLIOGRAPHIE. p. 158

TABLE DES MATIERES. p. 170

