

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE I

pour l'obtention du grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE EN ELECTRONIQUE

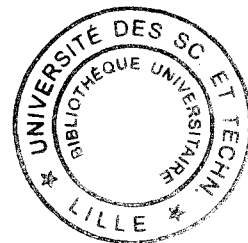
par

Ayayi Claude AHYI

DEVELOPPEMENT D'UN SYSTEME D'IMAGERIE ULTRA-RAPIDE :

APPLICATION AUX ETUDES DE RAYONNEMENT ET DE DIFFUSION ACOUSTIQUE

soutenu le 29 Septembre 1997 devant la commission d'examen :



Président du jury : M. CHIVE Professeur à l'USTL I

Rapporteur : G. MAZE Professeur à l'Université du Havre

Rapporteur : H. UBERALL Professeur à la Catholic University of America

Examineur : C. BRUNEEL Professeur à l'UVHC

Examineur : B. DELANNOY Professeur à l'ECL

Examineur : A. MERLEN Professeur à l'USTL I

Examineur : P. PERNOD MdC Habilité à diriger des recherches

Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord

D.O.A.E-Equipe Electronique-Acoustique Ecole Centrale Lille B.P.48 59651 Villeneuve d'Ascq FRANCE

Laboratoire de Mécanique de Lille

USTL bd Paul LANGEVIN 59655 Villeneuve d'Ascq FRANCE

REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans ce mémoire est le résultat de la collaboration de deux laboratoires:

-L'équipe Electronique et Acoustique EC-Lille, de l'Institut d'Electronique et de Micro-électronique du Nord, Département d'Opto-Acousto-électronique.

-Le Laboratoire de Mécanique de Lille.

Je tiens donc en premier lieu à exprimer ma profonde reconnaissance à MM. P. Pernod et A. Merlen qui ont codirigé cette thèse, pour la confiance qu'ils m'ont accordé tout au long de ces années et pour leur participation active à la réalisation de ce travail.

Je remercie également tous les membres du Jury, en particulier :

M. M. Chivé professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I et directeur de l'Ecole Doctorale des Sciences pour l'Ingénieur.

MM H. Uberall professeur à la Catholic University of America, et G. Maze professeur à l'Université du Havre, qui me font l'honneur d'accepter la charge de Rapporteur.

Je ne saurais oublier M. B. Delannoy professeur à l'Ecole Centrale de Lille et directeur de l'équipe Electronique et Acoustique EC-Lille et M. C. Bruneel qui ont toujours montré un vif intérêt pour nos travaux.

Mes remerciements vont également à tous mes compagnons de route qui au fil des années ont apporté leur contribution à la réalisation de cette thèse. Je remercie ainsi A. Kemmou pour son aide dans tous les domaines et plus particulièrement sur la source à étincelle. Je tiens également à citer O. Bou Matar pour son énergique collaboration au dimensionnement et à la réalisation électronique et optique de la caméra ultra-rapide. Toute ma gratitude à V. Latard pour les nombreuses journées passées ensemble à la maîtrise des techniques de visualisation et à l'étude de la diffusion par les cibles. Enfin, je remercie vivement O. Gatti et L. Derbesse à qui je dois les visualisations sur les plaques. Que tous les membres de l'Equipe Electronique et Acoustique de l'Ecole Centrale soient assurés de ma profonde reconnaissance pour la sincère amitié qu'ils m'ont toujours témoignée.

Je tiens aussi à adresser mes remerciements à M. C. Bègue pour sa grande contribution à la réalisation des Systèmes Electroniques de la caméra et pour son amitié simple et sincère.

Je suis également très reconnaissant envers M. C. Granger de l'ISEN, pour sa disponibilité et son aide active à la réalisation des nombreux essais dans le Bassin acoustique de l'ISEN.

Je tiens enfin à exprimer toute ma gratitude à M. D. Décultot et à toute l'équipe du LAUE du Havre qui ont eu l'extrême amabilité de mettre à notre disposition les tubes et les cibles Lines et qui ont pris une part active à l'interprétation des résultats.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	6
1. SYSTEME DE VISUALISATION ULTRA-RAPIDE REALISE	9
1.1. ETAT DE L'ART - CHOIX EFFECTUES	11
1.2. SYSTEME DE VISUALISATION REALISE	13
1.3. L'OMBROSCOPIE.	16
1.3.1. EXPRESSION LIANT LA VARIATION D'INDICE A LA VARIATION DE PRESSION	16
1.3.2. EXPRESSION LIANT LA DEVIATION DU FAISCEAU LUMINEUX ET LA VARIATION D'INDICE DU MILIEU	19
1.3.3. EXPRESSION LIANT L'ECLAIREMENT REÇU PAR LA PLAQUE PHOTOGRAPHIQUE ET LA VARIATION D'INDICE	21
1.4. LA STRIOSCOPIE	23
1.4.1. VARIATION DE L'ECLAIREMENT EN FONCTION DE LA VARIATION D'INDICE	24
1.4.2. SENSIBILITE	28
1.4.3. CARACTERISTIQUES DU SYSTEME REALISE	29
2. SOURCE ACOUSTIQUE	31
2.1. DESCRIPTION DU FONCTIONNEMENT ELECTRIQUE	33
2.1.1. LE CIRCUIT ELECTRIQUE	33
a. Le Thyatron	36
b. Le Spark-gap	37
2.1.2. LE CABLE	38
2.1.3. L'ETINCELLE ELECTRIQUE	38
2.2. ETUDE DE LA CAVITATION	40
2.2.1. THEORIE DE LA CAVITATION EN INCOMPRESSIBLE	42
2.2.2. ENERGIE DE LA SOURCE	45
a. Cas de la bulle vide	45
b. Bulle contenant un gaz	47
c. Effets de la tension superficielle	48
d. Effets de la viscosité	49
2.2.3. SIMULATION NUMERIQUE	50
a. Energie de la source : effet de $E^* = \frac{E}{P_\infty R_0^3}$	51
b. Le rayon initial : effet de $R_{init}^* = R_{init}/R_0$	52
c. La viscosité : effet de $R_{e0} = \frac{R_0}{\mu} \sqrt{P_\infty \rho_{liq}}$	52
d. La tension superficielle : effet de $\sigma^* = \frac{\sigma}{P_\infty R}$	53
2.2.4. THEORIE DE LA CAVITATION EN COMPRESSIBLE	58
2.2.5. SIMULATION ET COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE	62
2.2.6. CARACTERISTIQUES ACOUSTIQUES DE LA SOURCE	69
3. ETUDE DE LA DIFFUSION PAR DES CIBLES ELASTIQUES	74

3.1. VALIDITE DES MESURES EFFECTUEES SUR LES VISUALISATIONS DANS LE CAS DE PHENOMENES AXISYMETRIQUES	76
3.2. DIFFUSION PAR UNE SPHERE ELASTIQUE	79
3.3. DIFFUSION PAR UNE PLAQUE	87
3.3.1. L'ONDE DE LAMB S_0	87
3.3.2. L'ONDE DE LAMB A_0	89
a. Considérations qualitatives	89
1. Cas d'une onde harmonique	89
2. Cas d'une onde impulsionnelle	90
3. Mesure de la vitesse de groupe	93
b. Considérations détaillées	93
1. Technique d'extraction de la courbe de dispersion à partir de la première équiphase observée sur les photographies	93
1. Recherche de l'équation de la première courbe équiphase	93
2. Grandeur mesurée par notre technique de mesure de vitesse de phase	96
2. Technique d'extraction de la courbe de dispersion à partir des équiphases secondaires observées sur les photographies	98
1. Cas d'une onde dispersive de vitesse de groupe constante	100
3. Reconstruction des franges équiphases par le calcul	103
3.4. DIFFRACTION PAR UN TUBE	107
3.4.1. ADAPTATION DE LA TECHNIQUE D'EXTRACTION DES COURBES DE DISPERSION AU CAS DES SURFACES D'OBJET COURBES	108
a. Description mathématique de la surface de l'objet	108
b. Mise en équation d'un segment de droite pris sur une courbe équiphase	109
c. Normale à l'équiphase et intersection avec la surface de la cible - vitesse de phase	109
3.4.2. DIFFUSION PAR UN TUBE EN EXCITATION NORMALE	111
a. L'onde de Lamb A_0	112
b. L'onde de Lamb S_0	115
c. Interprétation tridimensionnelle	117
3.4.3. ETUDE DU TUBE EN EXCITATION AXIALE.	118
3.5. DIFFUSION PAR LES CIBLES DE TYPE "LINE"	122
3.5.1. ETUDE DE LA "LINE" EN EXCITATION NORMALE	122
3.5.2. PROPAGATION AUTOUR DE LA SECTION CYLINDRIQUE	123
a. L'onde de Lamb A_0	123
b. L'onde de Lamb S_0	127
3.5.3. PROPAGATION LE LONG DE LA LINE	128
3.5.4. ETUDE DE LA LINE EN EXCITATION AXIALE	132
4. PERSPECTIVES D'EVOLUTION DU SYSTEME	145
4.1. AMELIORATIONS DE LA TECHNIQUE DE STRIOSCOPIE	146
4.1.1. AUGMENTATION DE LA SENSIBILITE PAR MULTIPLE TRAVERSEES	146
4.1.2. MESURES QUANTITATIVES PAR STRIOSCOPIE	148
4.1.3. LES PHENOMENES TRIDIMENSIONNELS	149
a. Schlieren focalisée	150
b. Tomographie	151
4.2. METHODES INTERFEROMETRIQUES	151
4.2.1. INTERFEROMETRIE DIRECTE	152
4.2.2. INTERFEROMETRIE DIFFERENTIELLE	152
4.2.3. INTERFEROMETRIE HOLOGRAPHIQUE	156

CONCLUSION GENERALE	158
5. BIBLIOGRAPHIE	161

INTRODUCTION GENERALE

Les études de propagation et d'interaction des ondes acoustiques ultrasonores prennent en compte des situations toujours plus complexes pour lesquelles, il devient parfois difficile d'interpréter les résultats à partir simplement des signaux enregistrés en quelques positions de l'espace. Les méthodes de visualisation, très développées en Mécanique des Fluides, ont été adaptées à l'observation des ondes acoustiques dans les fluides dès les années 30 (Lucas [1], Debye et Sears [2], 1932). Fournissant une information globale sur la répartition spatiale des champs acoustiques étudiés, ces méthodes représentent un complément intéressant des enregistrements temporels localisés. Dès 1938 (Von Schmidt [3]), elles sont appliquées à l'observation de la diffusion d'ondes acoustiques par des solides dans l'eau. Les observations sont progressivement améliorées jusqu'à permettre l'identification de la nature des ondes diffusées par les cibles analysées (Neubauer 1969 [4], [5] et [62] à [65]).

Les dispositifs expérimentaux utilisés souffrent cependant de limitations importantes qui ont fortement restreint leur utilisation.

Les premières limitations viennent tout d'abord de l'utilisation de sources acoustiques non optimales. En effet, les faibles puissances rayonnées, les diffractions de bords et le caractère résonnant des transducteurs utilisés (signatures acoustiques allongées) nuisent de façon importante à la qualité et la résolution des visualisations effectuées.

Le deuxième élément de limitation vient de ce que les champs visualisés sont souvent de dimensions réduites (quelques centimètres) ce qui ne permet pas une étude simple de phénomènes de propagation ou de diffusion sur des structures de grandes dimensions.

Enfin, les systèmes de visualisation utilisés sont souvent limités à l'enregistrement d'une photographie, ou lorsque des enregistrements dynamiques sont proposés, à l'utilisation de méthodes stroboscopiques, les prises de vues étant progressivement retardées relativement aux émissions répétitives des transducteurs. Le suivi dynamique d'un même front d'onde est donc proscrit, de même que l'étude de phénomènes non stationnaires tels que la dynamique des bulles de cavitation et leurs émissions acoustiques successives.

Au cours du travail présenté dans cette thèse, nous nous sommes tout d'abord attachés à la conception d'un dispositif expérimental optimisé pour l'observation de phénomènes de propagation et de diffusion acoustique.

Après avoir positionné le problème et réalisé un état de l'art des techniques de visualisations actuelles, le chapitre I présente les choix que nous avons effectués en ce qui concerne le système de visualisation réalisé. Ce dernier permet en particulier l'enregistrement de séquences de 24 images successives à des cadences atteignant 10 millions d'images par seconde et autorise des observations de champs d'une cinquantaine de centimètres de diamètre. Le chapitre s'attache ensuite à l'étude détaillée des paramètres acoustiques mesurés par les enregistrements photographiques dans les deux modes actuellement disponibles sur notre système : l'ombroscopie et la strioscopie. Cette analyse est particulièrement importante pour la confrontation avec les mesures réalisées par ailleurs à l'aide d'hydrophones ainsi que pour les perspectives d'évolution de notre système vers une imagerie quantitative.

Le second chapitre traite quant à lui de l'optimisation, réalisée en collaboration avec A. Kemmou [6], d'une source acoustique de type mini-étinceleur qui avait été développée par P. Pernod pour la modélisation physique de phénomènes sismiques de subsurface ([7] [8] [9]). Cette source, basée sur des décharges électriques dans l'eau se caractérise par une forte puissance acoustique rayonnée, une signature acoustique quasi-diracienne et l'émission d'un front d'onde sphérique dénué de diffractions parasites sur les fenêtres temporelles utilisées (source ponctuelle). Son utilisation conjointe avec le dispositif de visualisation a permis une amélioration tout à fait notable de la qualité et de la résolution des images des champs acoustiques réalisées.

Par ailleurs, l'émission acoustique de la source s'accompagne de la formation d'une bulle de cavitation, elle-même à l'origine d'émissions acoustiques secondaires. Le chapitre étudie de façon détaillée la dynamique de cette bulle et les limitations que sa présence impose sur l'utilisation de la source. Un modèle théorique est en particulier proposé pour étudier l'influence des paramètres électriques de la source et des constantes mécaniques du milieu de propagation sur les caractéristiques de l'onde acoustique rayonnée et de la bulle de cavitation associée.

Le chapitre III présente l'application à la diffusion acoustique de notre dispositif expérimental mettant en oeuvre conjointement le système de visualisation ultra-rapide réalisé et la

source mini-étinceleur optimisée. Les résultats sont présentés dans un premier temps pour les objets de forme simple largement étudiés dans la littérature (sphères, plaques, tubes) afin d'étudier précisément les informations fournies par la méthode. Le chapitre s'achève enfin par l'étude d'objets de formes plus complexes au centre des intérêts actuels tels que les tubes fermés par deux hémisphères, encore appelés cibles "Line".

Le dernier chapitre présente enfin les perspectives d'évolution du système réalisé dans le cadre de ce travail.

I. SYSTEME DE VISUALISATION ULTRA-RAPIDE REALISE

INTRODUCTION

La visualisation des ondes acoustiques pose deux types de problèmes : rendre visible les variations de pression dues à la propagation de l'onde acoustique analysée et filmer des phénomènes se déplaçant à grande vitesse (plusieurs milliers de m/s). Bien qu'il soit possible de résoudre ces problèmes aussi bien dans les fluides que dans les solides les études développées dans le cadre de cette thèse sont limitées au cas des propagations en milieux fluides.

Il existe un grand nombre de méthodes pour visualiser les variations de pression. Elles sont toutes basées, dans le cas des fluides, sur le fait qu'une variation de pression induit une variation de l'indice optique de réfraction du milieu de propagation. Selon les méthodes, sont détectés, soit l'angle de déviation des faisceaux lumineux traversant le champ acoustique (ombroscopie, strioscopie), soit la différence de marche entre les portions des faisceaux lumineux. En ce qui concerne la vitesse des prises de vues, des temps d'exposition très courts sont nécessaires afin d'éviter l'apparition d'un flou dans les photographies. Une cadence élevée de succession des prises d'image est également nécessaire si l'on cherche à obtenir une véritable cinématographie de la propagation de l'onde acoustique analysée. Ce dernier problème est habituellement contourné dans le cas de l'observation de phénomènes répétitifs en utilisant une stroboscopie synchronisée sur les émissions successives de la source acoustique. Un réglage du délai de déclenchement des flashes de lumière relativement à l'émission acoustique permet de saisir le phénomène à différents stades de sa propagation. Dans le cas de l'observation de phénomènes non stationnaires comme par exemple la dynamique et les émissions acoustiques des bulles de cavitation, des prises de vues en temps réel sont nécessaires pour permettre le suivi et l'analyse d'un même phénomène.

Nous nous sommes fixés pour objectif préliminaire de réaliser un dispositif de visualisation ultra-rapide afin de pouvoir observer la propagation ou l'interaction de champs acoustiques avec des structures de grandes dimensions. Après une justification des choix effectués et de la démarche conduite, le présent chapitre propose une description du système réalisé et de ses caractéristiques. Nous nous sommes par ailleurs attachés à analyser en détail les

grandeurs mesurées et la sensibilité du système. Cet aspect est particulièrement important pour une interprétation précise des images et leur confrontation aux mesures temporelles obtenues par hydrophone. Il est également intéressant dans une perspective d'évolution du dispositif vers une imagerie quantitative.

I.1. ETAT DE L'ART - CHOIX EFFECTUES

Toutes les techniques d'imagerie permettant de mettre en évidence des variations d'indices optiques dans les fluides ou dans les solides sont potentiellement utilisables pour la détection d'ondes acoustiques. Il existe globalement deux groupes de techniques toutes basées sur la détection des perturbations subies par un faisceau de lumière parallèle, en raison de la propagation acoustique dans le milieu. Nous trouverons tout d'abord les techniques détectant directement les déviations des rayons lumineux traversant le champ acoustique. L'autre groupe est constitué des techniques d'interférométrie. Ces dernières plus sensibles, détectent la différence de marche entre un faisceau lumineux de référence et un faisceau utile traversant le champ acoustique, par la mesure du déplacement des franges d'interférences.

Le groupe des techniques basées sur les déviations de faisceaux comprend l'ombroscopie qui réalise l'image en conservant l'intégralité des faisceaux lumineux incidents et la strioscopie, encore appelée schlieren qui possède de très nombreuses variantes et qui utilise une technique de filtrage spatial supprimant le faisceau direct et ne conservant que les rayons déviés, ce qui permet de gagner en contraste.

Dans le second groupe nous avons l'interférométrie directe qui utilise un faisceau passant à travers la zone perturbée et un deuxième faisceau passant en dehors de la zone perturbée ce dernier servant de référence pour mesurer les variations de chemin optique du premier faisceau. L'interférométrie directe est malheureusement trop sensible aux perturbations extérieures comme les vibrations et les variations de température, et cela d'autant plus que le champ de vision est grand. C'est pour cela qu'on lui préfère quand c'est possible, l'interférométrie différentielle dont le faisceau principal et le faisceau de référence suivent à peu près le même chemin et passent tous

deux dans la zone perturbée, mais avec un certain décalage spatial. La faible distance entre ces deux faisceaux la rend beaucoup moins sensible aux perturbations extérieures. Le décalage des franges correspond alors à la différence relative de marche entre des points contigus de l'image. Enfin, il y a les techniques holographiques où l'on fait d'abord un hologramme de la zone d'expérience non perturbée puis un autre hologramme avec la perturbation, et par superposition, on obtient des franges d'interférences comme dans les deux cas précédents.

Rappelons que nous voulons avoir un grand champ de vision, que la source acoustique est puissante, qu'il serait intéressant de pouvoir améliorer progressivement le système.

Nous écarterons donc l'interférométrie directe et l'holographie car ces techniques sont très lourdes à mettre en oeuvre pour de grands champs de vision, à cause des problèmes de vibration. Il ne reste dans le deuxième groupe que l'interférométrie différentielle. Les trois méthodes qui restent (ombroscopie, strioscopie et interférométrie différentielle) utilisent toutes trois un seul parcours optique, puisque même dans le cas de l'interférométrie différentielle les deux faisceaux suivent le même chemin. Ce qui veut dire que sur une même structure de base, il est possible de passer de l'une à l'autre. Il est donc plus simple de faire d'abord un système d'ombroscopie utilisant une optique de qualité interférométrique, puis de l'équiper en filtre pour la strioscopie, en source cohérente et en séparateurs de faisceaux pour l'interférométrie différentielle selon que l'on utilise l'une ou l'autre des techniques.

En pratique, pour réaliser une source de lumière parallèle de grande dimension, une source ponctuelle est placée au foyer d'une lentille ou d'un miroir convergent (Fig. 1.1). Après avoir traversé la zone d'expérience, le faisceau est en général refocalisé par une autre optique convergente pour qu'une caméra puisse voir tout le champ de l'expérience. Près de la tache focale, une dernière lentille qui est l'objectif de la caméra, permet de reconstituer l'image à la taille voulue. Ce montage d'ombroscopie sert de base à d'autres types de visualisations plus sensibles.

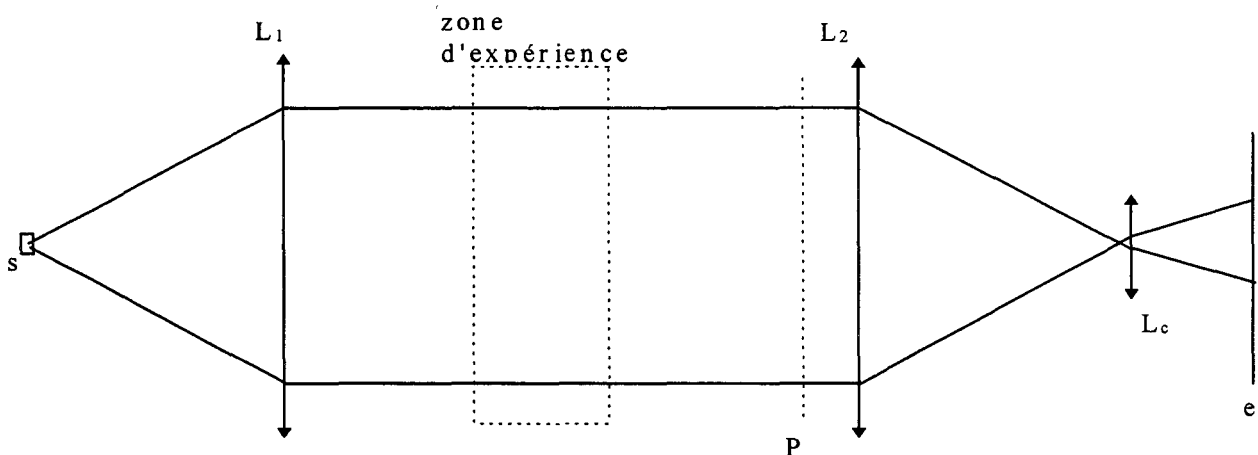


Fig. 1.1 dispositif de base d'un système d'ombroscopie. S : source de lumière ponctuelle, L_1 lentille permettant de réaliser le faisceau de lumière parallèle en plaçant une source de lumière ponctuelle à son foyer, L_2 lentille de refocalisation, e écran, L_c lentille permettant de recréer une image du plan d'observation virtuel P à la dimension voulue et de le déplacer.

I.2. SYSTEME DE VISUALISATION REALISE

Ayant choisi les méthodes de visualisation des variations de pression, il ne manque plus qu'une caméra ultra rapide. La vitesse du son dans l'eau étant d'environ 1500 m/s, la dimension des cibles de quelques centimètres, il faut que le flou soit limité à une fraction de millimètre. Cela demande des durées d'exposition des images inférieures à 700 ns et des cadences de prises de vues de quelques microsecondes. Ses caractéristiques éliminent les caméras à tambour ou à miroir tournant proches des caméras classiques par leur mode de fonctionnement. Deux types de caméras restent possibles permettant ces performances : Les caméras de type Cranz-Schardin et les Caméras à tube convertisseur d'image. Ces dernières ont l'avantage de pouvoir faire des images en lumière réfléchie sur les objets, mais ont un prix beaucoup plus élevé. Etant donné qu'aucune des trois techniques (ombroscopie, strioscopie, ou interférométrie différentielle) n'utilise la lumière réfléchie, notre choix s'est donc porté sur une caméra de type Cranz-Schardin.

Pour faire une caméra Craz-Schardin, plusieurs sources de lumière sont placées à la focale d'une première lentille. Cette lentille sert à collimater les sources de lumière, formant alors plusieurs faisceaux de lumière parallèle traversant la zone d'expérience. Une deuxième lentille placée après l'objet à filmer a pour rôle de focaliser les différents faisceaux lumineux. Les faisceaux focalisés forment alors autant de taches focales que de sources lumineuses et à chacune d'elles correspond une lentille permettant de reconstituer autant d'images. Grâce à un déclenchement séquentiel des sources lumineuses, on obtient une cinématographie des phénomènes éclairés. Un tel système ne peut fonctionner qu'en transmission. Cependant cela est suffisant pour faire de la strioscopie, de l'ombroscopie et de l'interférométrie. L'avantage majeur est de ne présenter aucune pièce mobile, la vitesse n'étant limitée que par la cadence des flashes. Par contre, le nombre d'images est limité à cause des aberrations optiques qui augmentent lorsque l'on s'écarte de l'axe optique.

La durée d'exposition de chaque image dépend de la durée d'éclairement de chaque flash. Compte tenu des limites que nous nous sommes fixées, les flashes de notre système ont une durée d'éclairement de 500 ns et un diamètre de 1 mm. La lumière émise est due à un arc électrique et donne une lumière blanche. Cette durée est en relation directe avec la sensibilité des films qui est de 200 ASA. Ces flashes sont déclenchés grâce à un séquenceur avec un intervalle de temps fixé d'un flash à l'autre et qui va de 200 ns à 2s. Le nombre limité d'images peut être ainsi utilisé de façon optimale.

Compte tenu des exigences de grand champ que nous nous sommes données, l'utilisation de lentilles n'était pas possible. En effet les méthodes utilisant des rayons parallèles pour observer les phénomènes par transmission ont un champ de vision qui est celui du collimateur. Pour avoir un grand champ de vision les optiques de collimation et de focalisation ont été choisies avec un diamètre de 50 cm. Seuls des miroirs sphériques permettent de le faire avec une bonne qualité optique. Une grande focale est nécessaire pour réduire l'angle de parallaxe des sources lumineuses les plus éloignées de l'axe optique et contribue à une plus grande sensibilité du système. Par conséquent, une focale de 2 m a été choisie de façon à être suffisamment grande tout en restant dans les dimensions d'un laboratoire. On obtient alors le dispositif décrit en Fig 1.2.

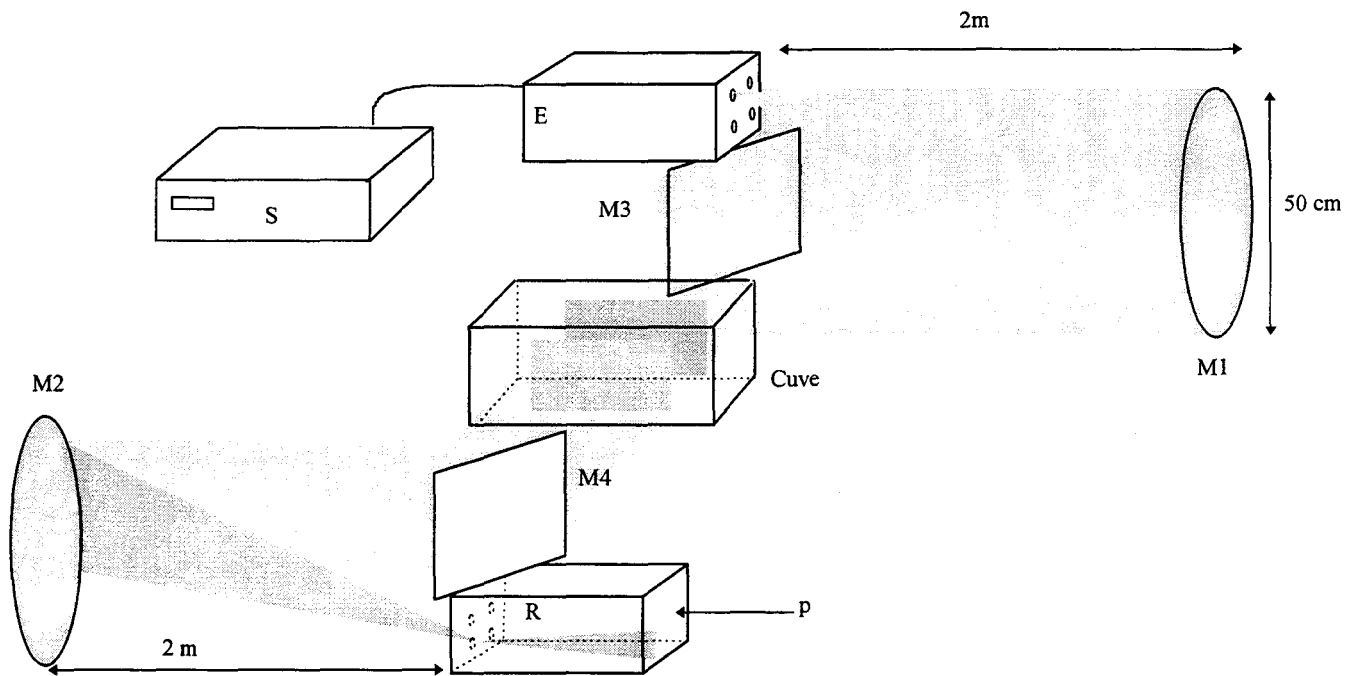


Fig. 1.2 Disposition des éléments du système utilisé. ; S séquenceur commandant chacun des flashes ; E batterie de 22 flashes ; M1, M2 miroirs sphériques de focale 2m ; M3, M4 miroirs de renvoi permettant de limiter les erreurs de parallaxe ; R batterie de lentilles réceptrices ; P Plaque photographique

Deux types d'aberrations dus à la parallaxe sont alors présents dans un tel système. Le premier type est dû à la multiplicité des sources lumineuses, qui de ce fait ne peuvent pas toutes se trouver sur l'axe optique. A cela s'ajoute dans le cas d'utilisation de miroirs, un deuxième type d'aberration plus gênant, dû à la nécessité de faire passer les rayons réfléchis sur un axe différent des rayons incidents. Cette deuxième aberration est limitée dans notre système par l'adjonction d'un miroir plan (M3) situé le plus près possible de l'axe optique sans cacher les rayons incidents, et renvoyant à 90° le faisceau de lumière parallèle. La symétrie du système impose un deuxième miroir (M4) identique au premier pour le décollimateur. Ces aberrations dues à l'utilisation de miroirs, se manifestent par la présence d'une tache focale horizontale et d'une tache focale verticale, ce qui se traduit sur l'image finale par un léger changement des proportions horizontales et verticales. Le système ainsi constitué permet, sans aucun ajout, de faire de l'ombroscopie.

I.3. L'OMBROSCOPIE.

L'ombroscopie est l'une des techniques les plus simples de visualisation des phénomènes liés à des variations de masse volumique en mécanique des fluides. Elle est basée sur le principe de la déviation des rayons lumineux par des variations locales de l'indice optique de réfraction provoquant ainsi des zones d'ombres et des zones surexposées (Fig. 1.3). Elle consiste à envoyer dans le fluide à visualiser, un faisceau de lumière parallèle et à observer sur un écran, l'ombre résultant des déviations dues aux perturbations du milieu. Il est possible d'évaluer la relation existant entre l'intensité lumineuse en un point de l'écran et la variation de l'indice en un endroit de la zone traversée. Pour faire une estimation des grandeurs mesurées par l'ombroscopie, plusieurs relations sont à prendre en compte. D'abord celle qui lie la variation de pression à la variation d'indice de réfraction, ensuite celle qui lie les variations d'indice dans le milieu à une déviation du faisceau à la sortie de la zone de test, et enfin celle qui lie la déviation des faisceaux lumineux à une variation d'intensité lumineuse sur un écran. Les calculs présentés sont inspirés de ceux décrits dans "flow visualization " (Merzkirch 1987 [10]) pour la propagation dans un gaz et adaptés à l'eau.

I.3.1. EXPRESSION LIANT LA VARIATION D'INDICE A LA VARIATION DE PRESSION

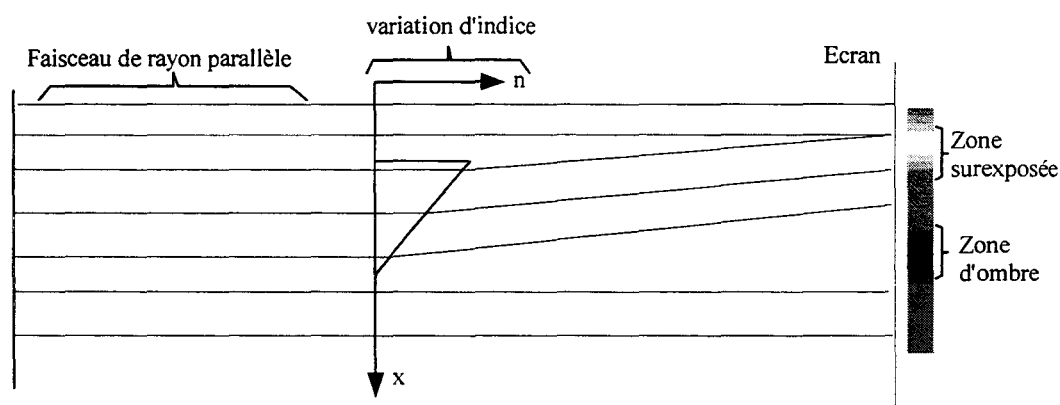


Fig. 1.3 Exemple de réaction d'un système d'ombroscopie à un milieu d'indice variable

La variation de masse volumique ρ d'un matériau homogène et de moment dipolaire nul, et celle de l'indice de réfraction n sont liés par la relation de Clausius-Mossotti [11] :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \rho \frac{\ell e^2}{3 \pi m_e M} \sum_i \frac{f_i}{v_i^2 - v^2} \quad (1.1)$$

avec :

$\ell = 2,687.10^9$ constante de Loschmitt;

M : masse molaire du matériau

$m_e = 9,11.10^{-31}$ kg masse de l'électron

v_i : fréquence de résonance des molécules du matériau

f_i : Taux d'électron subissant un changement d'orbitale atomique $h\nu_i$ par absorption

Cette formule est complète dans le cas des fluides qui n'ont pas de moment dipolaire franc et prend en particulier en compte les phénomènes d'absorption dans le matériau qui interviennent à des fréquences bien définies. Elle indique par ailleurs une dépendance non-linéaire entre l'indice et la masse volumique des matériaux. Une première simplification est en général effectuée en considérant que le facteur :

$$\frac{\ell e^2}{3 \pi m_e M} \sum_i \frac{f_i}{v_i^2 - v^2} \quad (1.2)$$

est une constante que nous noterons k . Cela suppose que le fluide n'a pas de raies d'absorptions dans la gamme de fréquence considérée (dans notre cas la lumière visible) ou en monochromatique, près de la fréquence utilisée.

Lorsque le matériau est un gaz, une linéarisation de l'expression (1.1) peut être effectuée. L'indice du milieu est en effet dans ce cas très proche de 1, ce qui entraîne que :

$$(n^2 - 1) \approx 2(n - 1) \quad (1.3)$$

et

$$(n^2 + 2) \approx 3 \quad (1.4)$$

L'expression (1.1) prend alors la forme :

$$n-1 = \frac{3}{2}k\rho = K\rho \quad (1.5)$$

où K est appelée constante de Gladstone-Dale.

Si la relation de Clausius-Mossotti est à présent appliquée au cas de l'eau, bien que ce dernier milieu ne soit pas à moment dipolaire nul, les simplifications doivent se limiter à :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = k\rho \quad (1.6)$$

ce qui donne pour expression de l'indice en fonction de la masse volumique :

$$n = \sqrt{\frac{2k\rho + 1}{1 - k\rho}} \quad (1.7)$$

Dérivons à présent cette relation par rapport à ρ afin d'aboutir à l'expression reliant la variation d'indice à la variation de pression. Nous obtenons en tenant compte des relations (1.6) et (1.7) :

$$\frac{dn}{d\rho} = \frac{(n^2 + 2)(n^2 - 1)}{6n\rho} \quad (1.8)$$

Or comme nous avons par ailleurs :

$$dp = c^2 d\rho \quad (1.9)$$

avec c : vitesse du son dans l'eau. Nous en déduisons que :

$$\frac{dn}{dp} = \frac{(n^2 + 2)(n^2 - 1)}{6nc^2\rho} \quad (1.10)$$

Finalement, la variation d'indice du milieu est reliée à la variation de pression induite par le passage de l'onde acoustique par l'expression suivante :

$$dn = \alpha dp.$$

$$\text{avec : } \alpha = \frac{(n^2 + 2)(n^2 - 1)}{6nc^2\rho} \quad (1.11)$$

Cette formule fournit $\alpha = 1.65.10^{-4} \text{ (MPa)}^{-1}$ pour l'eau, ce qui est proche de la valeur expérimentale $1.4.10^{-4} \text{ (Mpa)}^{-1}$ obtenue par H. S. Yadav, et Al [12]. Ainsi, bien que l'expression de Clausius-Mossotti (1.1) ait été établie pour les fluides à moment dipolaire nul, elle fournit une bonne approximation pour l'eau.

I.3.2. EXPRESSION LIANT LA DEVIATION DU FAISCEAU LUMINEUX ET LA VARIATION D'INDICE DU MILIEU

Nous pouvons à présent calculer les variations d'intensités lumineuses que l'on observerait sur une image en utilisant l'ombroscopie. Une onde acoustique se propageant dans l'eau va créer une répartition d'indice dans le volume traversé par les rayons lumineux initialement parallèles. Pour effectuer ce calcul, nous pouvons travailler soit en optique géométrique, soit en optique ondulatoire. Les résultats étant identiques, nous travaillerons en optique géométrique pour une vision plus intuitive des résultats. Le principe de Fermat qui régit le trajet d'un faisceau lumineux passant dans un milieu dont l'indice optique varie, s'écrit en prenant s comme abscisse curviligne et utilisant la figure (Fig. 1.4).

$$\delta \left(\int n(x, y, z) ds \right) = 0 \quad (1.12)$$

Ce qui veut dire que les rayons lumineux empruntent le chemin le plus court. D'où on déduit d'après Weyl [13] que :

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = \left\{ 1 + \left(\frac{dx}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dz} \right)^2 \right\} \left\{ \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} - \frac{dx}{dz} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} \right\} \quad (1.13)$$

$$\frac{d^2 y}{dz^2} = \left\{ 1 + \left(\frac{dx}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dz} \right)^2 \right\} \left\{ \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} - \frac{dy}{dz} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} \right\} \quad (1.14)$$

Si l'on considère que l'inclinaison des rayons lumineux est faible, alors $\frac{dx}{dz}$ et $\frac{dy}{dz}$ peuvent être négligés devant 1, ce qui simplifie considérablement les expressions (Il sera cependant nécessaire dans notre cas de vérifier que cela est vrai). Dans ces conditions :

$$\frac{d^2x}{dz^2} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} \quad (1.15)$$

$$\frac{d^2y}{dz^2} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} \quad (1.16)$$

La déviation totale du faisceau est l'intégrale de toutes les déviations subies le long de son trajet vers la plaque photographique. Nous noterons que ceci a pour conséquence pratique la perte des informations sur la localisation suivant l'axe z , des événements observés. Si l'on considère que la zone d'expérience est située entre $z = a$ et $z = b$ (voir Fig. 1.4), et qu'en dehors de cette zone le faisceau ne subit plus de déviations, l'inclinaison du faisceau est alors décrite par :

$$\frac{dx}{dz} = \int_a^b \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} dz \quad (1.17)$$

$$\frac{dy}{dz} = \int_a^b \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz \quad (1.18)$$

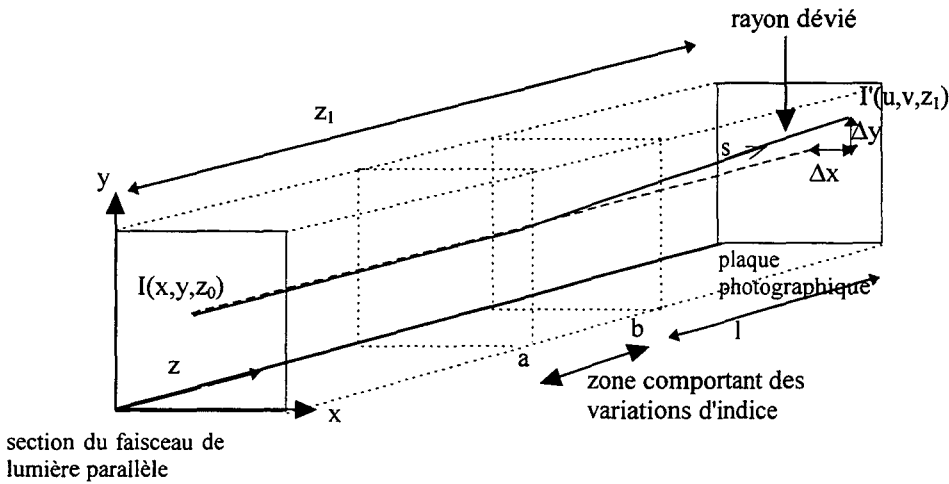


Fig. 1.4 Trajet d'un rayon lumineux traversant une zone de variation d'indice de réfraction. ; I intensité initiale du rayon ; I' intensité sur la plaque photographique.

Le déplacement total du rayon lumineux sur la plaque photographique dépend alors de la distance l séparant cette dernière et la fin de la zone d'expérience ($z = b$). On obtient donc en supposant négligeable le déplacement total à la fin de la zone d'expérience :

$$\Delta x = l \int_a^b \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} dz \quad (1.19)$$

$$\Delta y = l \int_a^b \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz \quad (1.20)$$

I.3.3. EXPRESSION LIANT L'ECLAIREMENT REÇU PAR LA PLAQUE PHOTOGRAPHIQUE ET LA VARIATION D'INDICE

Connaissant à présent la déviation des faisceaux induite par le passage de l'onde acoustique, nous pouvons faire une estimation de l'éclairement reçu par une plaque photographique en fonction des variations d'indice. Chaque point de la section du faisceau traversant le milieu d'observation a un éclairement $E(x, y, z_0)$ dans le plan $z = z_0$. Après avoir traversé le milieu perturbé, la nouvelle distribution de l'éclairement dans le plan $z = z_1$ est $E'(u, v, z_1)$.

avec :

$$u = x + \Delta x(x, y) \text{ et } v = y + \Delta y(x, y). \quad (1.21)$$

Sachant qu'à l'éclairement d'une surface R_{uv} de la plaque photographique correspond une surface R_{xy} du faisceau incident I , l'intégrale sur chaque surface donne en utilisant les propriétés du Jacobien :

$$\iint_{R_{uv}} E(u, v) du dv = \iint_{R_{xy}} E((u(x, y), v(x, y))) \left| \frac{\partial(u, v)}{\partial(x, y)} \right| dx dy \quad (1.22)$$

Car :

$$dudv = \left| \frac{\partial(u, v)}{\partial(x, y)} \right| dx dy \quad (1.23)$$

On en déduit que l'éclairement dans le plan d'observation s'écrit : $E' = \frac{E}{\left| \frac{\partial(u, v)}{\partial(x, y)} \right|}$ (1.24)

le Jacobien de la transformation est défini par

$$\frac{\partial(u, v)}{\partial(x, y)} = \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} \quad (1.25)$$

c'est à dire en utilisant :

$$\frac{\partial(u, v)}{\partial(x, y)} = 1 + \frac{\partial \Delta x}{\partial x} + \frac{\partial \Delta y}{\partial y} + \frac{\partial \Delta x}{\partial x} \frac{\partial \Delta y}{\partial y} - \frac{\partial \Delta x}{\partial y} \frac{\partial \Delta y}{\partial x} \quad (1.26)$$

en négligeant les termes de second ordre on obtient :

$$\frac{\partial(u, v)}{\partial(x, y)} = 1 + \frac{\partial \Delta x}{\partial x} + \frac{\partial \Delta y}{\partial y} \quad (1.27)$$

La variabilité de la réponse d'une plaque photographique et des procédés de développement qu'elle nécessite ne permet pas de connaître l'éclairement absolu que celle-ci a reçu. Par contre l'éclairement relatif entre les différents points est conservé tant que l'on reste dans la plage de linéarité de la plaque photographique. Il est donc plus facile de mesurer, et donc plus utile de calculer, l'éclairement relatif. On obtient en utilisant les équations (1.24) et (1.27) :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E - E'}{E} = \frac{\partial \Delta x}{\partial x} + \frac{\partial \Delta y}{\partial y} \quad (1.28)$$

Nous obtenons finalement en tenant compte des relations (1.19) et (1.20) :

$$\frac{\Delta E}{E} = l \int_a^b \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) (\ln(n)) dz \quad (1.29)$$

On en déduit que l'ombroscopie donne des informations proportionnelles à la dérivée seconde de l'indice du milieu traversé.

Malgré ces formulations théoriques par ailleurs vérifiées expérimentalement [14], l'ombroscopie se prête mal aux mesures quantitatives, car cela conduirait à un taux d'erreurs et à une complexité de calcul qui est rendue inutile par l'existence d'autres méthodes de mesures. En effet, les calculs ci-dessus montrent que les informations recueillies sont en gros proportionnelles à la dérivée seconde de l'indice de réfraction. Remonter à l'indice de réfraction demande deux intégrations successives avec les erreurs que chaque étape introduit inévitablement. Or certaines méthodes optiques permettent de mesurer directement la dérivée première ou la valeur même de l'indice de réfraction.

Du point de vue de la sensibilité, celle de l'ombroscopie est d'autant plus grande que la distance entre l'écran et le phénomène observé est grande. Mais, cela se fait aux dépens de la résolution spatiale et de l'intensité lumineuse. En effet si l'on se place très loin du phénomène les rayons déviés éclairent des zones de plus en plus larges. Il en est de même pour les faisceaux lumineux qui se diffractent sur les bords des corps opaques situés dans le milieu. A partir d'une certaine distance, la dimension finie de la source lumineuse et les imperfections de l'optique ne permettent plus de gagner en sensibilité, car les faisceaux lumineux ne peuvent plus être considérés comme parallèles. L'atout majeur de l'ombroscopie est sa simplicité. Cette méthode est très utilisée pour l'observation des ondes de choc où les variations locales des propriétés du milieu sont violentes et où d'autres méthodes comme la strioscopie ou l'interférométrie parviennent à saturation. Il est ainsi possible d'étudier qualitativement la structure spatiale de certains phénomènes comme les réflexions de Mach et de mesurer des données globales comme la vitesse des fronts d'ondes.

I.4. LA STRIOSCOPIE

La méthode de strioscopie, aussi appelée schlieren, a été utilisée dès son invention pour les visualisations d'ondes de choc. Initialement inventée par Foucault [15] pour le contrôle de

qualité de miroirs et de lentilles sphériques convergentes, elle a été adaptée par Toepler [16] à la visualisation d'ondes de choc provoquées par une étincelle électrique dans l'air, puis à d'autres phénomènes dans les fluides. Le système utilisé par Toepler est composé d'une source de lumière envoyant un faisceau de lumière parallèle, d'une lentille faisant converger ce faisceau, d'un couteau cachant partiellement la tache focale et d'une plaque photographique placée dans une chambre noire. Cette tache focale est l'image de la source lumineuse, mais c'est aussi la transformée de fourier spatiale du faisceau de lumière. En effet, lorsqu'un faisceau lumineux arrive avec un angle non nul par rapport à la normale sur une lentille, la tache focale s'éloigne d'autant plus de l'axe optique que le faisceau est incliné. Dans un système de strioscopie, les rayons non déviés arrivent ainsi perpendiculairement à la lentille et forment l'image de la source de lumière au centre du plan focal, sur l'axe optique. Le principe de la strioscopie est justement de les éliminer partiellement ou totalement (dark ground schlieren) en y disposant un cache, dans le but d'améliorer le contraste de l'image. Plus les rayons seront déviés par les variations d'indice dans la cuve d'expérience, plus ils passeront loin de la tache focale et donc moins ils seront cachés par le couteau.

I.4.1. VARIATION DE L'ECLAIREMENT EN FONCTION DE LA VARIATION D'INDICE

Nous allons comme dans le cas de l'ombroscopie déterminer la nature des informations que donne la strioscopie. Le calcul de l'intensité lumineuse reçue en un point du film sera fait par l'utilisation des lois de l'optique géométrique. Cela donnera des résultats plus facilement exploitables par la suite, compte tenu du montage utilisé en pratique. Pour les mêmes raisons, la source lumineuse considérée sera rectangulaire et la tache focale cachée par un couteau horizontal.

Considérons le système de la figure 1.5 où l'on nomme :

I : l'intensité lumineuse (lm/Sr)

E : éclairement (lm/m²)

h : la demi hauteur de la source

l : la largeur de la source

f : la distance focale des lentilles de collimation L_1 et de décollimation L_2

Si on appelle alors I_0 l'intensité de la source lumineuse, cette intensité donne en supposant une atténuation $1/r^2$ de l'éclairement, une valeur de :

$$E' = \frac{I_0 l 2h}{f^2} \quad (1.30)$$

éclairement au niveau du premier miroir.

S'il n'y a aucun obstacle, ni aucune déviation sur le parcours des rayons lumineux, l'éclairement sur la plaque photographique ne dépend que du grandissement de l'image. La lentille de la caméra introduit un grandissement de l'image M qui est le rapport de la dimension de l'image obtenue sur la dimension de l'objet. Contrairement à l'ombroscopie où l'on fait l'image d'un plan fictif situé en avant du phénomène et sur lequel se projettent les ombres, en strioscopie on fait l'image de l'objet lui même.

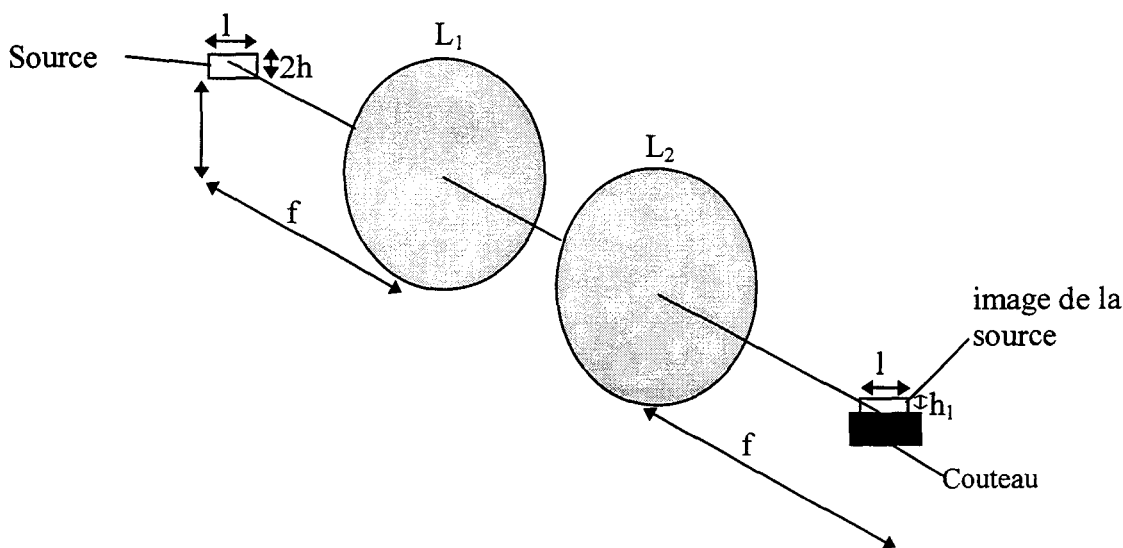


Fig.1.5 Eléments d'un système de strioscopie ; l largeur de la source ; h hauteur de la source ; h_1 partie non cachée de la source ; f distance focale des lentilles

La moitié de la tache focale étant cachée et l'éclairement étant une grandeur proportionnelle au rapport des surfaces, on obtient lorsque le faisceau incident n'est pas dévié :

$$E_1 = \frac{E'}{M^2} = \frac{I_0 l h}{M^2 f^2} \quad (1.31)$$

les différentes variables étant définies en Fig. 1.5. Par contre, pour une déviation verticale de la tache focale on aura :

$$E_2 = \frac{I_0 h_1}{M^2 f^2} \quad (1.32)$$

où h_1 représente la hauteur de la partie non cachée de la tache focale.

Ainsi

$$\Delta E = E_2 - E_1 = \frac{I_0 \Delta h}{M^2 f^2} \quad (1.33)$$

La réaction chimique sur une plaque photographique est proportionnelle à l'exposition (lm.s.m^{-2}). Mais, selon le processus de développement que suivra la plaque photographique, le niveau de gris absolu variera et cela en raison de tous les facteurs qui interviennent dans l'obtention de l'image finale, tels que les conditions de développements (concentration des bains, température, durée de développement, nature) et la variation de la surface sensible elle même. De plus, il dépend de l'intensité absolue de la source de lumière. C'est pour cela que l'on ne mesurera sur les plaques photographiques que la variation relative d'éclairement, ce qui donne:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E - E'}{E} = \frac{\Delta h}{h} \quad (1.34)$$

Or Δh peut s'écrire :

$$\Delta h = f \cdot \text{tg}(\varepsilon_y) \quad (1.35)$$

avec ε_y angle de déviation du rayon lumineux à la sortie de la zone perturbée. l'équation devient ainsi :

d'où

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{f \cdot \text{tg}(\varepsilon_y)}{h} \quad (1.36)$$

Nous avons vu en étudiant le cas de l'ombroscopie qu'en négligeant les modifications de trajet subies par les rayons lumineux à l'intérieur de la perturbation et en ne considérant que l'angle de déviation à la sortie, les expressions de Δx et Δy pouvaient s'écrire :

$$\Delta x = l \int_a^b \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} dz \quad (1.37)$$

$$\Delta y = l \int_a^b \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz \quad (1.38)$$

Ces écarts de position correspondent à ce qui serait mesuré au niveau de la lentille L₂. Le déplacement au niveau de la tache focale est proportionnel à la tangente de l'angle d'inclinaison

$$\text{d'où} \quad tg(\varepsilon_x) = \int_a^b \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} dz \quad (1.39)$$

$$tg(\varepsilon_y) = \int_a^b \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz \quad (1.40)$$

Donc la variation relative d'intensité lumineuse arrivant sur la plaque photographique est égale à :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{f \cdot tg(\varepsilon_y)}{h} = \frac{f}{h} \int_a^b \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz \quad (1.41)$$

L'information est donc directement proportionnelle à la tangente de l'angle de déviation et donc à la dérivée de l'indice de réfraction et par conséquent, en utilisant les approximations faites dans le paragraphe sur l'ombroscopie, à la dérivée première de la pression. Or si on observe la dérivée seconde :

$$\sum_{n=0}^{\infty} C_n k_n^2 e^{k_n x + \varphi_n} \quad (1.42)$$

$$\text{et la dérivée première} \quad \sum_{n=0}^{\infty} C_n k_n e^{k_n x + \varphi_n} \quad (1.43)$$

$$\text{d'un signal de la forme} \quad \sum_{n=0}^{+\infty} C_n e^{k_n x + \varphi_n} \quad (1.44)$$

On s'aperçoit que les longueurs d'ondes les plus courtes (k_n élevé) sont plus accentuées dans la dérivée seconde car elle évolue en k^2 . C'est pour cette raison que la strioscopie permet de mieux voir les grandes longueur d'ondes (basses fréquences). Pour les mêmes raisons et parce qu'elle ne demande qu'un couteau à ajouter à un montage d'ombroscopie, elle sera plus utilisée pour quantifier la pression. Mais on constate aussi que la tangente de l'angle est le résultat d'une intégration suivant l'axe oz. Par conséquent la déviation dépend aussi de la dimension suivant oz de la perturbation. D'autre part dans le cas de perturbations symétriques par rapport à un axe ou un plan perpendiculaire à oz, l'approximation (1.15) est excessive et donne une déviation nulle.

C'est à dire qu'il faut tenir compte de la déviation du faisceau pendant la traversée de la perturbation.

I.4.2. SENSIBILITE

Si l'on note c la variation relative d'intensité $\frac{\Delta E}{E}$, la sensibilité du dispositif sera donnée par

$$s = \frac{dc}{d\varepsilon} \quad (1.45)$$

En faisant l'approximation pour les petits angles $tg(\varepsilon) \approx \varepsilon$ on obtient

$$s \approx \frac{f}{h} \quad (1.46)$$

On aura donc tout intérêt à choisir des lentilles de très grande focale et rechercher la source lumineuse la plus petite. La réduction de la dimension de la source sera cependant limitée par la sensibilité du film, parce qu'en réduisant la dimension de la source, on réduit en même temps l'éclairement.

Inversement, lorsque l'on veut faire des mesures quantitatives de pression on peut être pénalisé par une trop grande amplitude de déviation des rayons lumineux. En effet, lorsque la tache focale est trop déviée, elle est soit totalement cachée par le couteau, soit passe totalement au-dessus de celui-ci. Il y a donc saturation. Il suffit pour cela que $\Delta h = h$ c'est à dire

$$\varepsilon \approx tg(\varepsilon) = \frac{h}{f} \quad (1.47)$$

Nous avons vu que pour avoir un champ de vision suffisamment grand, des miroirs sphériques sont préférables aux lentilles et que cela entraîne des aberrations optiques (coma) qui se traduisent par une décomposition de la tache focale en une partie horizontale et une partie verticale ainsi que des déformations de l'image. Ces taches focales peuvent être représentées par des rectangles dont la largeur a la même taille que la source. Cela nous donne une source fictive de forme rectangulaire, ce qui correspond bien à la démonstration faite ci-dessus et va nous permettre d'évaluer les caractéristiques de notre système.

I.4.3. CARACTERISTIQUES DU SYSTEME REALISE

Si nous appliquons ces résultats aux caractéristiques du système que nous avons réalisé, la sensibilité maximale peut-être évaluée à $s = 2000\%$ par radian, en utilisant l'équation (1.46). C'est à dire si par exemple la plaque photographique permet de détecter des intensités relatives minimales de 10%, l'angle de déviation minimal détectable sera de 5.10^{-5} radian avec une saturation à partir de 5.10^{-4} radian en utilisant l'équation (1.47). Vu que quelques millièmes de radians suffisent au système, nous pouvons dire que les différentes approximations faites dans les calculs, qui supposent que les angles de déviations sont faibles, sont justifiées.

CONCLUSION

Une caméra de type Craz-Schardin permettant de voir un champ carré pouvant atteindre 25 cm de côté avec très peu de parallaxe ou un champ circulaire de 25 cm de rayon avec plus de parallaxe a été réalisée. Le champ d'expérience peut atteindre 2 m de profondeur. Cependant, la déformation de la cuve d'expérience consécutive au poids de l'eau est détectable et limite la dimension de la cuve. L'électronique de déclenchement des flashes nous donne la possibilité de prendre des images espacées d'une durée arbitraire allant de 200 ns à 2 s. La durée de 500 ns des flashes est suffisante pour observer des ondes acoustiques dans l'eau ayant une fréquence allant jusqu'à 2 MHz. De plus la grande qualité des images permet de forts grossissements des tirages photographiques, très utiles pour l'observation des bulles de cavitation.

Les calculs indiquent que l'ombroscopie donne des images dont le niveau de gris est plutôt proportionnel à la dérivée seconde de la variation d'indice du milieu, alors que la strioscopie donne des niveaux de gris proches de la dérivée première de la variation d'indice. Il s'ensuit que la

strioscopie est plus efficace pour voir les grandes longueurs d'ondes et pour détecter les signaux de faible amplitude. Dans les deux cas la sensibilité du système est directement liée à la dimension de la source de lumière. D'autre part l'équation de Raman-Nath indique que ces méthodes seront plus sensibles avec des sources de lumière de grande longueur d'onde.

Par contre les équations nous montrent bien qu'il y a en même temps une intégration des déviations, tout le long de leur parcours à travers la zone perturbée ce qui empêche la localisation des plans de coupe. Mais, pour des gradients d'indices symétriques, cela tend à diminuer ou même annuler la déviation totale du rayon.

Toutes ces caractéristiques déterminées ici pour l'eau sont valables à peu de choses près pour les gaz et les solides isotropes, ce qui fait que cette caméra est utilisable dans toutes ces configurations.

II. SOURCE ACOUSTIQUE

INTRODUCTION

L'étude impulsionnelle des phénomènes acoustiques présente de nombreux avantages qui sont surtout perceptibles lorsque les événements sont étudiés dans le domaine temporel. Le suivi de l'évolution d'un front d'onde permet souvent une meilleure compréhension de la contribution des différentes parties d'un objet diffractant. En harmonique, on aboutit souvent à des systèmes d'ondes stationnaires complexes et dont l'origine spatio-temporelle n'est plus distincte.

Il est donc important d'avoir une source acoustique dont la largeur de bande permet une localisation plus précise du front d'onde et une détection rapide de points singuliers dans le spectre, tels que des fréquences de résonances.

Un grand nombre de sources acoustiques correspondent à cette description. Cependant, les techniques de visualisation sont d'autant plus délicates que la sensibilité demandée est grande, d'où le choix naturel d'une source acoustique de très forte puissance. Ces exigences correspondent bien aux caractéristiques de la source à étincelle précédemment développée dans le laboratoire pour la modélisation de phénomènes sismiques (P. Pernod [17], [18], [19]). Cette source a été optimisée par et pour la visualisation grâce à quelques améliorations concernant la finesse du front d'onde et consistant à éliminer les diffractions parasites sur les supports. L'onde émise par la source est sphérique [A. Kemmou [6] 1996]. On peut la considérer comme omnidirectionnelle sauf dans l'angle solide réduit de 0.7π contenant les électrodes.

D'une façon générale, les sources à étincelles sont essentiellement utilisées en lithotripsie et en sismique sous-marine, et fonctionnent, comme les sources acoustiques à laser, par émission instantanée d'énergie dans le fluide. Ces deux types de sources ont la particularité de générer en même temps que l'onde acoustique, une bulle de cavitation, et peuvent donc servir aussi à l'étude de certains phénomènes de cavitation.

La source à étincelle met en jeu des phénomènes électriques, mécaniques et acoustiques. Son étude complète devrait aller de la génération de l'impulsion électrique, à la formation de l'arc électrique, à l'action mécanique, thermique, électromagnétique de l'arc sur l'eau, puis à l'onde acoustique et enfin à la bulle de cavitation. Cette étude a été largement réalisée par A. Kemmou

[6] dans sa thèse et reprise sous forme plus synthétique par P. Pernod [20] dans sa thèse d'habilitation à Diriger des Recherches. Nous apportons ici quelques compléments à ce travail. Les mesures de courant et de tension comparées à des modèles électroniques permettent de comprendre le fonctionnement électrique. Du point de vue de la mécanique, la visualisation des évolutions de la bulle met en évidence la répartition de l'énergie dans le liquide. La juxtaposition d'un modèle de mécanique des fluides pour la cavitation et l'analyse des impulsions amène ainsi un éclairage nouveau sur les phénomènes d'excitation des ondes.

II.1. DESCRIPTION DU FONCTIONNEMENT ELECTRIQUE

II.1.1. LE CIRCUIT ELECTRIQUE

Les sources de type sparker sont basées sur le principe de la génération d'une onde acoustique ou d'une onde de choc par la création d'une étincelle électrique. Dans notre étude, cette étincelle se produit dans l'eau. Ce phénomène est proche du claquage d'un diélectrique qui serait ici constitué par l'eau. Pour cela il faut appliquer un champ électrique très élevé dans une région du liquide. Dans notre cas, nous appliquerons un champ électrique de l'ordre de 160 kV/cm.

Le premier élément de cette source dont le schéma est présenté Fig. 2.1 a, est alors l'alimentation haute tension qui fournit une tension de 10 kV. Cependant l'arc électrique est constitué de plasma et ne présente qu'une résistance électrique très faible. De plus il faut fournir une puissance très élevée pendant un temps très court. On utilisera alors un condensateur comme source directe d'énergie. Il sera rechargé après chaque impulsion par l'intermédiaire d'une résistance et d'une diode de protection. Pour obtenir des décharges rapides et pouvoir réaliser les impulsions acoustiques les plus courtes possibles, le condensateur doit avoir une self inductance et une résistance de connexion très faible.

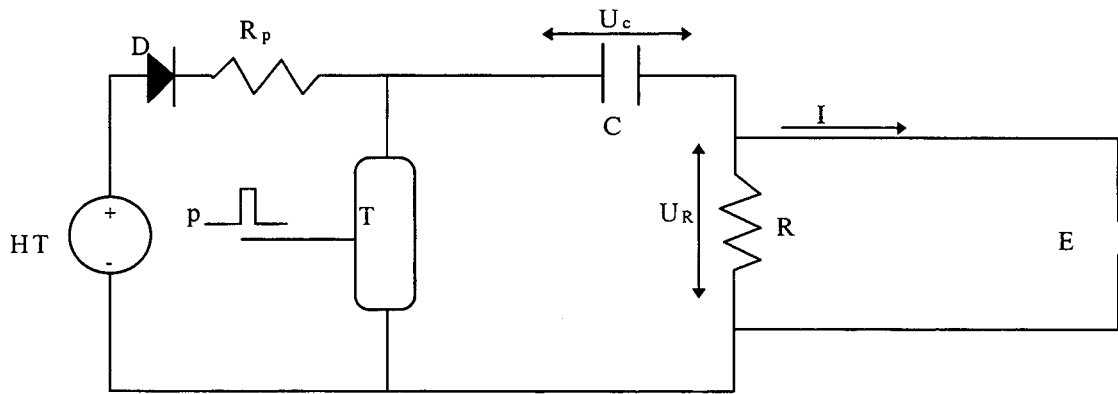


Fig. 2.1 a) Schéma de principe d'une source à étincelle ; HT alimentation Haute Tension avec R_p résistance de protection et D diode de protection ; C condensateur ; T commutateur rapide (thyatron ou spark-gap) ; E électrodes. p impulsion de commande.

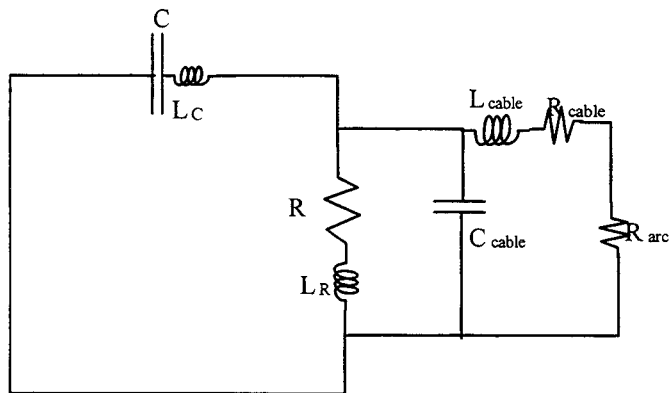


Fig. 2.1 b) Schéma équivalent de la source pendant la décharge électrique. On a du fait de la faiblesse des résistances R_{cable} et R_{arc} , un effet important des inductances parasites du circuit.

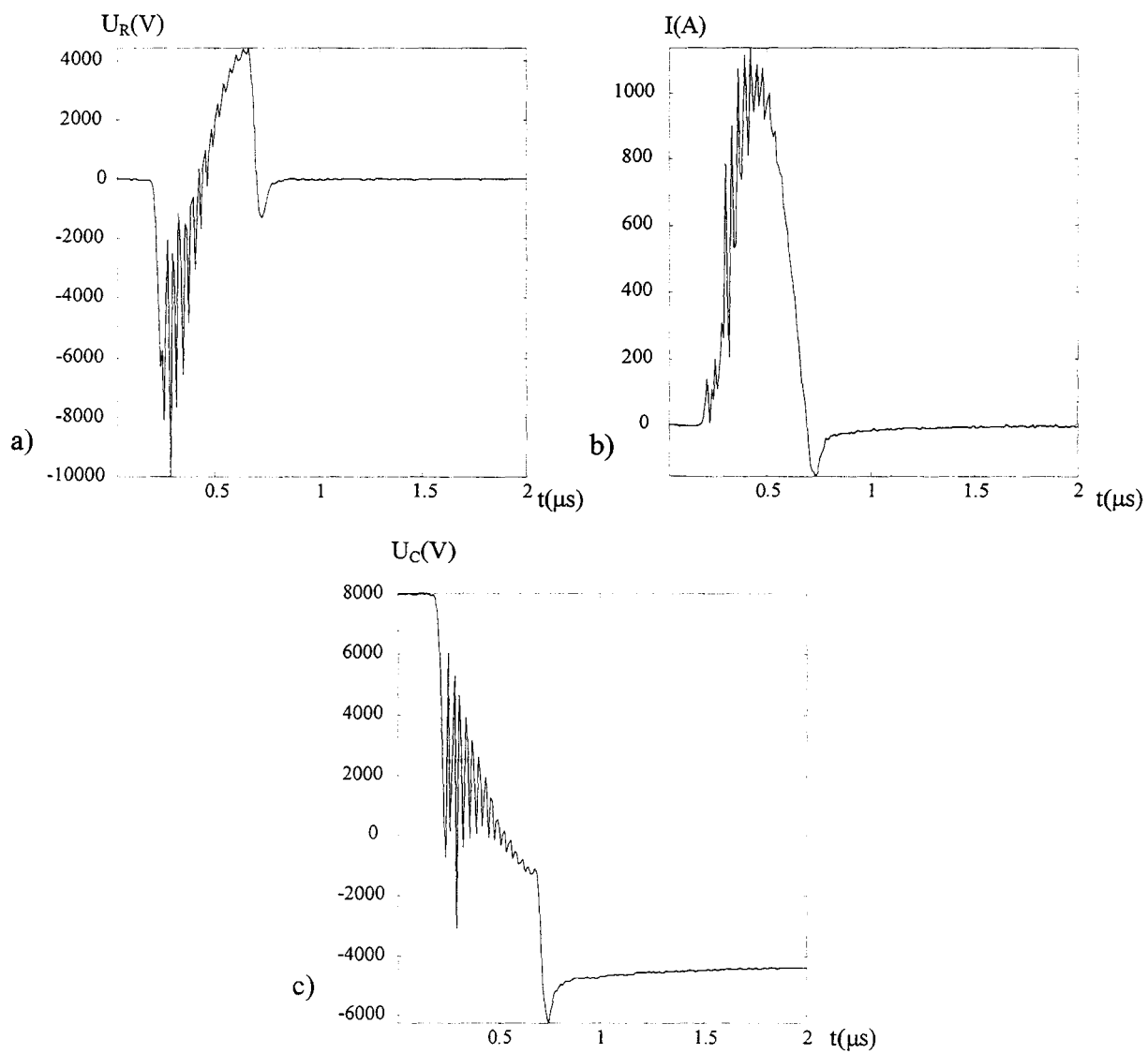


Fig. 2.2. Mesures de courant et de tension sur la source à étincelle. a) tension mesurée aux bornes de la résistance R ; b) courant circulant dans le câble allant aux électrodes ; c) tension aux bornes du condensateur.

D'autre part il faut un commutateur rapide, supportant des tensions et courants importants. Il existe peu de solutions techniques et celles-ci se résument essentiellement à trois types de composants : les thyristors, les thyatron et les spark-gaps. Les thyristors nettement plus souples d'utilisation ont de moins bonnes performances que les deux autres et ont été écartés. Ainsi, deux types de sources ont été réalisés : une source à thyatron et une source à spark-gap. Les caractéristiques électroniques de ces commutateurs déterminent la forme de l'impulsion électrique (Fig. 2.2) et la durée du transfert de l'énergie électrique en énergie mécanique.

a. Le Thyatron

Le thyatron qui est un 5C22 à hydrogène, est composé de trois électrodes : une cathode, une anode et une grille qui permet de commander la commutation. Comme dans les tubes à vide, la cathode est chauffée par un filament, porté à haute température par le passage d'un courant, ce qui permet l'éjection par agitation thermique de quelques électrons du métal. Au repos, la haute tension est présente sur l'anode, tandis que la cathode est reliée à la masse. En absence de grille, le champ électrique ainsi créé dans le tube attirerait les électrons émis par la cathode et provoquerait une décharge électrique. Pour éviter cela, une grille est disposée très près de l'anode et à un potentiel négatif. Son rôle est de confiner le champ électrique près de l'anode. A cause de ce potentiel négatif, le champ électrique entre la grille et l'anode est très élevé. Mais comme l'anode n'émet pas d'électron, il ne se produit pas de décharge. Cependant, pour une tension trop élevée il peut se produire un arc indésirable, dû au claquage diélectrique du gaz.

De l'autre côté, la tension négative de la grille, s'oppose à l'émission d'électrons par la cathode et donc à l'établissement d'un contact électrique. Ainsi le circuit peut rester ouvert au repos.

Pour provoquer la commutation il suffit de réduire la tension négative présente sur la grille. Le champ électrique de l'anode pénètre alors dans l'espace grille cathode. Sous l'effet de ce champ, les électrons émis à la cathode par l'agitation thermique sont attirés vers l'anode et, le contact s'établit.

En principe il serait possible d'utiliser des tubes à vide. Mais pour les très forts courants, c'est à dire de très fortes densités d'électrons, la présence d'ions de charge inverse à celle de l'électron permet de neutraliser les charges d'espace qui ont tendance à augmenter la chute de

potentiel dans le tube. Dans les tubes à hydrogène, gaz très employé pour les très forts courants, la chute de potentiel est d'environ 100V quel que soit le courant qui passe dans le tube. Ce gaz a comme autre avantage de permettre des temps de commutation brefs et son seul inconvénient est de provoquer plus de dégagement de chaleur que les autres gaz. Dans notre cas ce dernier inconvénient est de très peu d'importance car les impulsions sont séparées par des durées très longues.

Nous avons vu que la conduction électrique d'un tel tube est due à l'émission d'électrons par la cathode chauffée. Par conséquent, lorsque le courant s'inverse, le tube se comporte comme une diode, car l'anode n'est pas chauffée et ne peut donc pas émettre d'électrons. On n'observe en fait qu'un courant très faible dû aux ions du gaz qui reprennent leur neutralité.

Cette caractéristique des thyratrons est utilisée dans notre source à étincelle pour éviter les oscillations de la décharge électrique. En effet, une fois que la première demi-période positive est passée, le condensateur se trouve chargé négativement. Le thyatron ne peut alors faire passer le courant dans le sens qui permettrait de décharger de nouveau le condensateur, et l'oscillation s'arrête. Cela nous permet de réduire la durée de transfert d'énergie mais au détriment de la quantité. Le condensateur retrouvera sa charge positive grâce à l'alimentation haute tension.

b. Le Spark-gap

Le spark-gap est basé sur le claquage diélectrique du gaz qu'il contient. En effet, la tension de commande arrive sur une électrode placée de telle manière qu'il se produise un arc électrique entre cette électrode et la masse. L'arc électrique ramène de ce fait l'électrode de commande au potentiel de la masse. Cela provoque une augmentation de la ddp entre la commande et le potentiel le plus élevé. Il s'ensuit un nouveau claquage diélectrique qui établit le contact. L'arc électrique restera présent tant qu'il y aura aux bornes des tensions suffisamment importantes et que le gaz restera ionisé. L'extinction de l'arc n'est pas immédiate au passage à zéro car le gaz reste ionisé, ce qui autorise le passage des oscillations du courant. Ici le transfert d'énergie dure plus longtemps et permet de faire passer plus d'énergie. L'étincelle se produit entre deux électrodes placées à une fraction de millimètre l'une de l'autre, de façon à obtenir un champ électrique suffisamment élevé.

c. Le Câble

Le câble assurant la connexion avec les électrodes véhiculant un courant très important, il doit être coaxial pour réduire le rayonnement électromagnétique. De plus, l'énergie n'est rayonnée dans le fluide que par l'arc électrique de l'étincelle dont l'impédance est très faible. L'adaptation d'impédance est alors très difficile. Cela a deux conséquences :

- Premièrement le circuit est oscillant car l'étincelle électrique ne peut dissiper toute l'énergie électrique que lorsqu'il y a une adaptation d'impédance entre la ligne et l'étincelle.
- Deuxièmement, c'est le câble qui est l'élément le plus dissipatif du circuit.

L'analyse du circuit électrique conduit à un schéma équivalent très simple basé sur le fait qu'aucun des éléments du circuit n'est parfait (Fig. 2.1.b). Les simulations réalisées par A. Kemmou ont permis de valider ce schéma.

II.1.2. L'ETINCELLE ELECTRIQUE

L'impulsion haute tension réalisée grâce au circuit décrit dans le paragraphe précédent s'applique au volume d'eau situé entre deux électrodes séparées de moins de 0.5 mm. Les études sur la formation d'arcs électriques dans les liquides non polaires en particulier dans les hydrocarbures sont assez nombreuses (P. Wong [21], J.C. Devins [22] [23] car ceux-ci sont utilisés comme isolants en électrotechnique. Par contre, rares sont les études sur les liquides polaires et mauvais isolants comme l'eau. Cependant, la formation de l'étincelle électrique dans l'eau a été bien décrite par Alkhimov [24] après une étude par visualisation ultra-rapide de l'étincelle électrique.

D'après cette étude on peut dire, qu'au moment où la haute tension est appliquée aux électrodes, un canal de plasma ionisé se développe à partir de l'anode. Ce canal n'est pas nécessairement unique et comporte en général plusieurs branches qui se développent en direction de la cathode. La vitesse (V) de propagation de ce "streamer" est dépendante du champ électrique et selon les estimations d'Alkhimov et peut s'écrire sous la forme.

$$V \approx kE^\alpha \quad (2.1.1)$$

α ayant une valeur comprise entre 2 et 3, et E étant le champ électrique. Mais de nombreux autres phénomènes se produisent pendant la propagation du streamer et font intervenir les différents ions présents dans l'eau (A. H. Olson[25], B. L. Henson [26])

L'étincelle n'apparaît qu'une fois que le canal ionisé entre en contact avec la cathode. Simultanément à la première phase où le streamer, formé par les canaux ionisés, se propage d'une électrode à l'autre, se développent des bulles d'hydrogène et d'oxygène résultant de l'électrolyse de l'eau. Les deux phénomènes interagissent, car le champ électrique de claquage des gaz est inférieur à celui de l'eau. Mais, dans notre cas, l'électrolyse ne favorise pas nécessairement l'établissement de l'arc car il décharge le condensateur et réduit la tension aux bornes des électrodes.

Lorsque le contact s'établit entre les deux électrodes par l'intermédiaire des canaux ionisés, un fort courant circule dilatant violemment le canal initial, phénomène bien visualisé dans les liquides non polaires par Devins et al (1981) [23] . Cette dilatation brusque provoque l'émission d'ondes de chocs.

Mais, il semble que la chaleur dégagée en causant l'explosion du mélange oxygène hydrogène est la cause d'apports supplémentaire d'énergie. Cela expliquerait que l'énergie de l'onde soit plus grande lorsque les électrodes sont très éloignées. En effet dans ces conditions la durée de propagation du streamer est très longue et la tension aux bornes du condensateur diminue. Mais paradoxalement l'onde émise à la décharge électrique est plus forte. Pendant la propagation du streamer, une partie de l'énergie perdue par le condensateur servirait à l'électrolyse de l'eau et l'énergie de l'impulsion acoustique serait plus grande à cause de l'explosion hydrogène oxygène.

La complexité des phénomènes physiques qui se déroulent pendant l'étincelle ne nous a pas permis pas de faire un bilan de la répartition de l'énergie électrique initiale en énergie mécanique, calorifique et éventuellement autre (L. Dragone [27]) rayonnées dans le fluide. Cependant on peut affirmer que l'énergie mécanique après l'étincelle se retrouve essentiellement sous deux formes qui sont la bulle de cavitation et les ondes acoustiques.

II.2. ETUDE DE LA CAVITATION

Dans ce paragraphe nous étudierons à la fois l'onde émise par la source et la cavitation associée. Nous commencerons par la cavitation car sa dynamique permet d'expliquer la succession des ondes et nous essaierons de démontrer que l'émission des ondes secondaires est elle même liée à la dynamique de la bulle de cavitation.

Lorsque se produit l'étincelle électrique, une onde acoustique et une bulle sont créées. Le diamètre de cette dernière va croître jusqu'à atteindre un maximum. Elle va alors imploser en émettant une onde secondaire au moment où elle passe par un diamètre minimum. Elle va ainsi osciller plusieurs fois émettant à chaque implosion une onde acoustique. Grâce aux images réalisées à l'aide de la caméra ultra-rapide et qui sont présentées Fig. 2.3, nous avons accès à l'évolution du diamètre de la bulle. Des mesures simultanées de l'onde acoustique par hydrophone permettent de faire ensuite un rapprochement entre les deux phénomènes. La bulle de cavitation est approximativement sphérique du moins pendant la première oscillation.

Cette caractéristique va nous permettre d'utiliser les développements théoriques existants. En effet, les études théoriques sur la cavitation prennent en général comme point de départ l'implosion d'une bulle. Nous allons donc commencer par étudier l'implosion de la bulle et ensuite seulement, voir dans quelle mesure les résultats peuvent s'étendre à l'expansion.

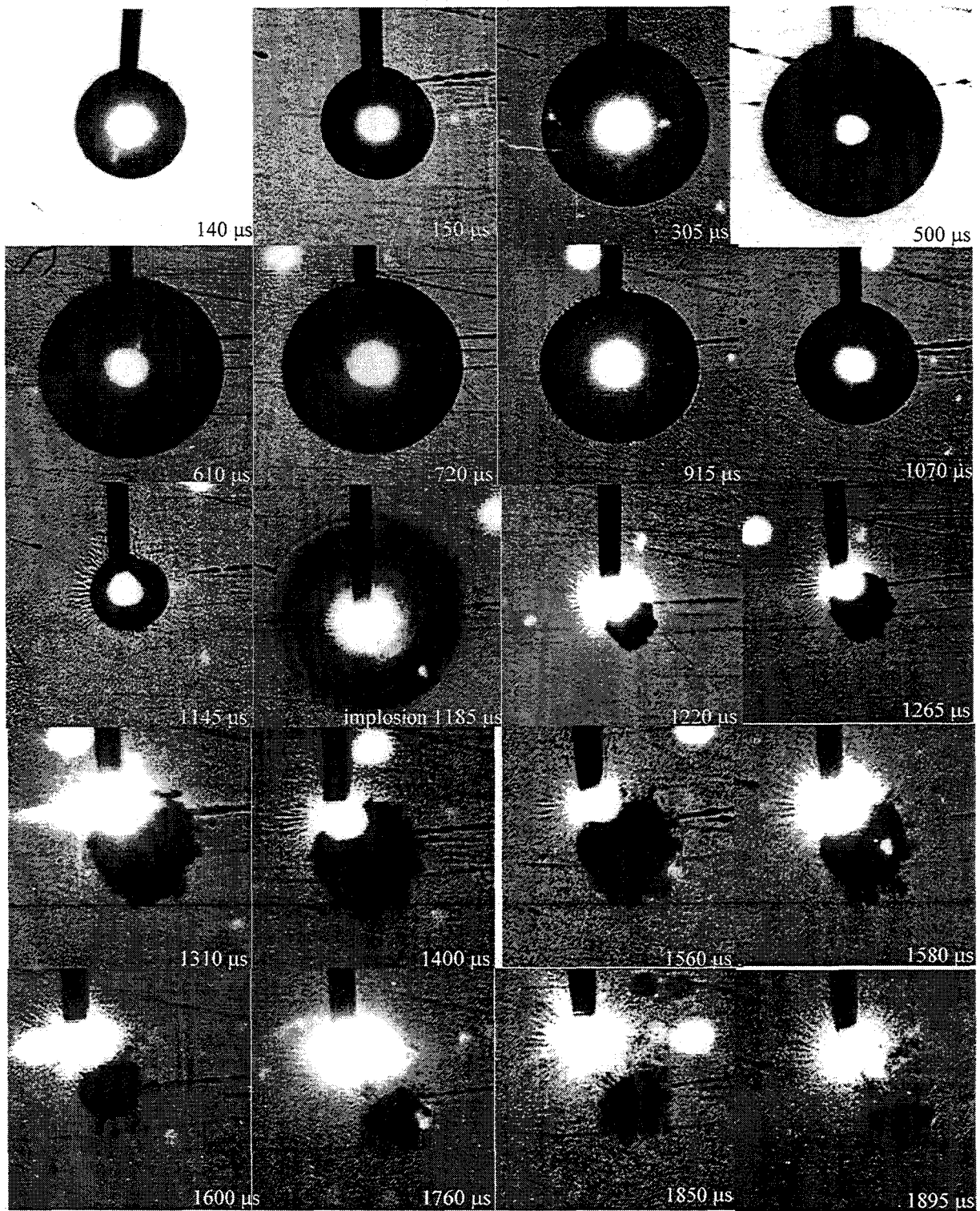


Fig. 2.3 Evolution de la bulle de cavitation, l'étincelle étant produite par une tension de 9 kV et un condensateur de 100 nF. A son maximum, le diamètre de la bulle atteint 1.2 cm.

II.2.1. THEORIE DE LA CAVITATION EN INCOMPRESSIBLE

Le cas le plus simple est celui de la bulle vide, ne comportant aucun gaz et qui implose dans un fluide incompressible. La théorie en a été développée par Rayleigh (1917)[28]. A l'instant initial on considère un fluide incompressible d'étendue infinie au sein duquel existe une sphère vide on fait les hypothèses suivantes : le liquide est incompressible $\rho_{\text{liq}} = \text{cste}$, la vitesse est nulle à l'instant initial dans tout l'écoulement et celui-ci est à symétrie sphérique et occupe tout l'espace extérieur à la sphère. Dès lors, on sait que l'écoulement est irrotationnel et qu'il est régi par les équations de conservation de la masse et celle de Bernoulli. On a :

$$\text{div } \vec{v} = 0 \text{ avec } \vec{v} = \text{grad } \phi \quad (2.2.1)$$

et

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} v^2 + \frac{p}{\rho} = \text{cste} \quad (2.2.2)$$

On obtient précisément :

$$\text{div } \vec{v} = \frac{1}{r^2} \frac{d(r^2 v_r)}{dt} = 0 \quad (2.2.3)$$

soit

$$r^2 v_r = F(t) \quad (2.2.4)$$

Ainsi la vitesse d'une particule du fluide à un instant t et à une distance r est régie par la relation

$$v_r = \frac{F(t)}{r^2} \quad (2.2.5)$$

On écrit alors la condition cinématique à la paroi de la bulle $r = R(t)$:

$$\dot{R} = v(R, t) \quad (2.2.6)$$

C'est à dire :

$$v_r = \frac{R^2 \dot{R}}{r^2} \quad (2.2.7)$$

Il est alors facile de déduire le potentiel $\phi(r,t)$:

$$\phi = -\frac{R^2 \dot{R}}{r} \quad (2.2.8)$$

Enfin, les conditions de repos à l'infini assurent que l'équation de Bernoulli s'écrit :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} v^2 + \frac{P}{\rho} = \frac{P_\infty}{\rho} \quad (2.2.9)$$

On obtient ainsi la pression en tout point du liquide par :

$$P(r,t) = P_\infty(t) + \rho_{liq} \left(\frac{R^2 \ddot{R}}{r} + \frac{2\dot{R}^2 R}{r} + \frac{1}{2} \frac{R^4 \dot{R}^2}{r^4} \right) \quad (2.2.10)$$

Cependant, nous savons que la bulle contient des gaz, ne serait-ce que la vapeur d'eau. On peut compliquer le modèle en considérant un gaz à l'intérieur de la bulle. Il nous faut choisir le modèle thermodynamique du gaz pendant son évolution. Celle-ci peut être supposée isotherme. Mais cela suppose des échanges de chaleur très rapides. Dans le cas de la source à étincelle et compte tenu des faibles temps caractéristiques du phénomène, il est plus réaliste de considérer une transformation adiabatique. En effet dans ce cas on suppose au contraire que les phénomènes se déroulent à une vitesse telle que la chaleur n'a pas le temps de se produire de façon significative.

L'évolution de la pression d'un gaz lors d'une transformation adiabatique est régie par la loi :

$$PV^\gamma = CONST \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad (2.2.11)$$

Dans le cas de la bulle considérée comme homogène on a donc :

$$P_{gaz} = P_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^\gamma \quad (2.2.12)$$

Cette relation peut se ramener à une relation entre la pression initiale et la pression en un instant t en fonction du rayon de la bulle, ce qui donne :

$$P_{gaz} = P_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \quad (2.2.13)$$

où P_0 , V_0 et R_0 sont des valeurs de référence. Il faut maintenant écrire la continuité de la contrainte sur la surface libre $r = R$ pour coupler les deux systèmes. En tenant compte de la tension superficielle, et de la viscosité du liquide, on a :

$$P_R = P_{gaz} - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} \quad (2.2.14)$$

Où P_R est la pression à la paroi de la bulle et P_{gaz} la pression du gaz à l'intérieur de la bulle. La prise en compte de la viscosité dans cette condition aux frontières, ne remet pas en cause l'irrotationnalité qui persiste grâce à la symétrie sphérique. Prenons comme instant de référence t_0 le moment où la bulle atteint son diamètre maximal. La vitesse de la paroi est alors nulle. On a :

$$P_{0gaz} = P_{0R} + \frac{2\sigma}{R_0} \quad (2.2.15)$$

L'indice 0 se réfère donc désormais aux grandeurs prises à $t = t_0$. Ainsi, en tenant compte des différentes forces en action à la surface de la bulle on peut écrire la pression à la paroi à tout moment :

$$P_R = \left(P_{0R} + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R}{R_0} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} \quad (2.2.16)$$

La continuité de la contrainte s'écrit donc en utilisant les équations (2.2.16) et (2.2.10) :

$$P_\infty(t) + \rho_{liq} \left(R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \right) = \left(P_{0R} + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R}{R_0} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} \quad (2.2.17)$$

Nous prendrons à partir d'ici $P_\infty = \text{cste}$ car cela correspond aux conditions expérimentales. On déduit alors de l'équation précédente que :

$$\ddot{R} = \frac{1}{\rho_{liq} R} \left(\left(P_{0R} + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R}{R_0} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} - P_\infty \right) - \frac{3}{2} \dot{R}^2 \quad (2.2.18)$$

Cette équation est équivalente au système :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{R}{V} \right) = \left(-\frac{3}{2} \frac{V^2}{R} + \frac{F(R,t)}{R} \right) \quad (2.2.19)$$

avec $F(R,t) = \frac{P_R}{\rho_{liq}}$, et les conditions initiales :

$$\begin{aligned} R(0) &= R_{init} \\ V(0) &= V_{init} \end{aligned} \quad (2.2.19')$$

L'équation (2.2.18) a été écrite initialement pour traiter de l'implosion d'une bulle [28]. La référence [29] montre qu'elle décrit aussi la phase d'expansion dans le cas d'un apport instantané d'énergie avec μ et $\sigma = 0$ et sans gaz dans la bulle.

II.2.2. ENERGIE DE LA SOURCE

L'idée essentielle de la référence [29] réside dans le fait que l'énergie émise par la source se retrouve intégralement dans le liquide sous forme d'énergie cinétique.

En effet le fluide étant incompressible, il n'emmagasine aucune énergie interne supplémentaire. Il est judicieux de faire le bilan énergétique lorsque la bulle est à son rayon maximum car ici, la bulle n'étant pas vide comme en [29], une énergie interne existe dans le gaz. Pour exposer le calcul, nous traiterons le problème progressivement en partant de la bulle vide puis en ajoutant les différents effets (gaz dans la bulle, σ et μ)

a. Cas de la bulle vide

l'intégration de l'équation d'évolution de la bulle de Rayleigh s'écrit :

$$R^3 \dot{R}^2 = -\frac{2}{3} \frac{P_\infty}{\rho_{liq}} R^3 + K \quad (2.2.20)$$

Pour déterminer K, Rayleigh utilise le fait qu'au maximum de diamètre de la bulle la vitesse de la paroi s'annule ($\dot{R}_0 = 0$).

On peut aussi aborder le problème de la bulle de Rayleigh sous l'angle de la conservation de l'énergie, Cela s'adapte mieux à notre cas, parce que l'effet de la source consiste essentiellement en un apport d'énergie dans le milieu. On note alors que dans un fluide incompressible, l'énergie interne est invariable, par conséquent toute l'énergie introduite par la source dans un volume matériel V de fluide à l'instant t est convertie en énergie cinétique, et en travail de forces extérieures. Cela permet d'écrire pour une sphère V de rayon r :

$$E = \int_V \frac{1}{2} \rho_{\text{liq}} v_r^2 dv + \int_0^t \left[\int_S p v_r ds \right] dt \quad (2.2.21)$$

Sachant que dans un fluide incompressible, toute variation de pression se propage instantanément dans tout le milieu, on en déduit que dès le départ ($t=0$) l'énergie se répartit instantanément dans tout le fluide. De plus, la bulle étant vide, on a $p(R) = p(r)$ et il n'y a pas d'énergie à la frontière $r = R$. Donc pour connaître l'énergie totale introduite dans le milieu, il suffit de calculer l'énergie du fluide de R à l'infini. On obtient après intégration :

$$E = 2\pi\rho_{\text{liq}} \dot{R}^2 R^3 + \frac{4}{3}\pi P_\infty R^3 \quad (2.2.22)$$

On en déduit que le facteur K est égal à :

$$K = \frac{E}{2\pi\rho_{\text{liq}}} \quad (2.2.23)$$

Sachant que la vitesse de la paroi de la bulle s'annule lorsque le rayon est à son maximum ($R = R_0$) on peut calculer l'énergie totale qui est l'énergie initiale introduite dans le fluide. On a :

$$E = \frac{4}{3}\pi R_0^3 P_\infty \quad (2.2.24)$$

C'est l'énergie dépensée pour dilater une sphère de $R = 0$ à $R = R_0$ contre la pression P_∞ .

b. Bulle contenant un gaz

La présence du gaz se traduit par l'existence d'une pression interne de la bulle $P_R \neq 0$. Le mouvement de la bulle est alors celui calculé (2.2.17) sans la viscosité ni la tension superficielle. Pour une bulle dont le gaz subit une transformation adiabatique et en négligeant la viscosité et la tension superficielle:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{P_{0R}}{\rho_{liq}} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{P_\infty}{\rho_{liq}} \quad (2.2.25)$$

Soit après intégration :

$$\dot{R}^2 + \frac{2}{3} \frac{P_{0R}}{\rho_{liq}} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} + \frac{2}{3} \frac{P_\infty}{\rho_{liq}} = \frac{K}{R^3} \quad (2.2.26)$$

Du point de vue de la conservation de l'énergie, nous avons maintenant, non seulement une énergie contenue dans le fluide qui évolue exactement comme dans le cas précédent, mais aussi une énergie contenue dans le gaz. Cette dernière énergie que nous notons ε_g est celle d'un volume fini de gaz de chaleur spécifique à volume constant C_v et de la masse volumique ρ_g et s'écrit :

$$\varepsilon_g = \rho_g \frac{4}{3} \pi R^3 C_v T \quad (2.2.27)$$

Pour un tel volume de gaz, pression volume et température sont liés et on a pour un gaz parfait, la température :

$$T = \frac{1}{r_{cste}} \frac{P_g}{\rho_g} \quad (2.2.28)$$

où r_{cste} est la constante des gaz parfaits

$$\frac{C_v}{r_{cste}} = \frac{1}{\gamma - 1} \quad (2.2.29)$$

Sachant que le gaz subit une transformation adiabatique on peut lier la pression à tout instant à la pression de référence par :

$$P_g = P_{0R} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \quad (2.2.30)$$

Donc l'énergie du gaz peut s'écrire en fonction de cette référence :

$$\varepsilon_g = \frac{4}{3} \frac{\pi P_{0R}}{\gamma - 1} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} R^3 \quad (2.2.31)$$

L'énergie de la bulle est donc :

$$E = 2 \pi \rho_{liq} \dot{R}^2 R^3 + \frac{4}{3} \pi P_\infty R^3 + \frac{4}{3} \frac{\pi P_{0R}}{\gamma - 1} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} R^3 \quad (2.2.32)$$

De la même façon que pour la bulle vide, l'annulation de la vitesse lorsque le rayon est maximum permet de connaître à la fois R et v pour cette position et donc de calculer l'énergie totale soit :

$$E = \frac{4}{3} \pi \left(P_\infty + \frac{P_{0R}}{\gamma - 1} \right) R_0^3 \quad (2.2.33)$$

c. Effets de la tension superficielle

En tenant compte maintenant de la tension superficielle σ , l'équation du mouvement de la paroi de la bulle s'écrit sous la forme suivante :

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{1}{\rho_{liq}} \left[\left(P_{0R} + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - \frac{P_\infty}{\rho_{liq}} \right] \quad (2.2.34)$$

Soit encore après intégration :

$$\dot{R}^2 + \frac{2}{3} \frac{P_{0R} + \frac{2\sigma}{R_0}}{(\gamma - 1)\rho_{liq}} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} + \frac{2}{3} \frac{P_\infty}{\rho_{liq}} + \frac{2\sigma}{\rho_{liq} R} = \frac{K}{R^3} \quad (2.2.35)$$

L'énergie due à σ s'écrit sous la forme :

$$\varepsilon_\sigma = \left(\sigma - T \frac{d\sigma}{dT} \right) S \quad (2.2.36)$$

Pour simplifier les calculs, nous considérerons que σ est indépendant de la température ce qui revient à prendre σ constant. On a alors :

$\varepsilon_\sigma = 4 \pi \sigma R^2$, et l'énergie de la bulle est donc :

$$E = 2 \pi \rho_{liq} \dot{R}^2 R^3 + \frac{4}{3} \pi P_\infty R^3 + \frac{4}{3} \frac{\pi P_{0R}}{\gamma - 1} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} R^3 + 4 \pi \sigma R^2 \quad (2.2.37)$$

Celle-ci peut aussi s'écrire :

$$\dot{R}^2 + \frac{2 P_{0R}}{3 \rho_{liq}} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} + \frac{2 P_\infty}{3 \rho_{liq}} + \frac{2 \sigma}{\rho_{liq} R} = \frac{E}{2 \pi \rho_{liq} R^3} \quad (2.2.38)$$

On a encore $K = \frac{E}{2 \pi \rho_{liq}}$

L'énergie E de la bulle s'obtient en prenant $\dot{R}=0$ en $R = R_0$, soit :

$$E = \frac{4}{3} \pi \left(P_\infty + \frac{P_{0R} + 2\sigma/R_0}{\gamma - 1} \right) R_0^3 + 4 \pi \sigma R_0^2 \quad (2.2.39)$$

d. Effets de la viscosité

Enfin, en prenant compte l'effet de la viscosité μ du fluide sur l'évolution de la paroi de la bulle, le mouvement de cette paroi s'écrit :

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{1}{\rho_{liq}} \left[\left(P_{0R} + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} - \frac{P_\infty}{\rho_{liq}} \right] \quad (2.2.40)$$

soit encore après intégration :

$$\dot{R}^2 + \frac{2 P_{0R} + 2\sigma/R_0}{3 (\gamma - 1) \rho_{liq}} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} + \frac{2 P_\infty}{3 \rho_{liq}} + \frac{2 \sigma}{\rho_{liq} R} + \frac{8 \mu}{\rho_{liq} R^3} \int_0^t \dot{R}^2 R dt = \frac{K}{R^3} \quad (2.2.41)$$

Le travail dû à la viscosité est :

$$\varepsilon_v = \int_0^t 4 \mu \frac{\dot{R}}{R} 4 \pi R^2 \dot{R} dt \quad (2.2.42)$$

qui s'écrit aussi sous la forme suivante :

$$\varepsilon_v = 2 \pi \rho_{liq} R^3 \left[\frac{8 \mu}{\rho_{liq} R^3} \int_0^t \dot{R}^2 R dt \right] \quad (2.2.43)$$

En ajoutant ce terme à l'énergie calculée précédemment on obtient :

$$E = 2 \pi \rho_{liq} \dot{R}^2 R^3 + \frac{4}{3} \pi P_\infty R^3 + \frac{4 \pi (P_{0R} + 2\sigma/R_0)}{3 (\gamma - 1)} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} R^3 + 4 \pi \sigma R^2 + 2 \pi \rho_{liq} R^3 \left[\frac{8 \mu}{\rho_{liq} R^3} \int_0^t \dot{R}^2 R dt \right] \quad (2.2.44)$$

On trouve l'énergie E de la bulle en fonction de R_0 :

$$E = \frac{4}{3} \pi \left(P_\infty + \frac{P_{0R} + \frac{2\sigma}{R_0}}{\gamma - 1} \right) R_0^3 + 4 \pi \sigma R_0^2 + 8 \pi \mu \int_0^t \dot{R}^2 R dt \quad (2.2.45)$$

et K est toujours : $\frac{E}{2 \pi \rho_{liq}}$

II.2.3. SIMULATION NUMERIQUE

Dans cette simulation numérique nous avons programmé l'équation du mouvement du fluide (2.2.19) en utilisant la méthode de Runge-Kutta. Cette simulation nous permettra de comprendre l'influence de certains paramètres sur l'évolution de la bulle de cavitation. La pression dans le fluide est un autre paramètre observable expérimentalement et qui peut être calculée en utilisant l'équation (2.2.10).

Les paramètres dont nous observerons l'influence sont d'abord les conditions initiales auxquelles nous n'avons pas accès expérimentalement, c'est à dire : la pression initiale, le diamètre initial et la vitesse initiale. Nous observerons les effets de ces variations sur les paramètres mesurables que sont le rayon, le temps d'implosion, et la pression dans le fluide. Nous avons montré dans le paragraphe précédent que ces paramètres étaient liés au diamètre maximal de la bulle par la conservation de l'énergie et la transformation adiabatique du gaz. D'autre part, la vitesse et le rayon ne sont pas des paramètres indépendants, nous avons alors choisi de fixer la vitesse initiale en fonction du rayon initial. Nous verrons aussi ensuite, l'influence de constantes définissant le milieu, telles que la viscosité, la tension superficielle. Nous observerons les effets de ces paramètres sur l'évolution de la bulle et sur les amplitudes de la pression dans le milieu.

Le comportement de la bulle en incompressible est régi par les paramètres physiques constants suivants, d'après l'équation (2.2.18) et les conditions initiales (2.2.19) :

$$\rho_{liq}, P_{0R}, \sigma, R_0, \mu, P_\infty, R_{init}, V_{init}, \gamma,$$

V_{init} peut être éliminée du bilan car elle est liée à P_{0R} et R_{init} par (2.2.41) prise en R_{init} . On peut choisir ρ_{liq} , R_0 , P_∞ comme système de grandeurs primaires mais (2.2.45) montre qu'on peut substituer E à P_{0R} dans ce bilan. Prenons donc ρ_{liq} , P_∞ , E .

Toute grandeur locale comme $P(r, t)$ dépendra donc des paramètres suivants :

$$P^* = \frac{P}{P_\infty} = \mathcal{P} \left(\frac{E}{P_\infty R_0^3}, \frac{R_{init}}{R_0}, \gamma, \frac{R_0}{\mu} \sqrt{\rho_{liq} P_\infty}, \frac{\sigma}{P_\infty R_0}, \frac{r}{R_0}, \sqrt{\frac{P_\infty}{\rho_{liq}} \frac{t}{R_0}} \right) \quad (2.2.3.1)$$

$$R^* = \frac{R}{R_0} = \mathcal{R} \left(\frac{E}{P_\infty R_0^3}, \frac{R_{init}}{R_0}, \gamma, \frac{R_0}{\mu} \sqrt{\rho_{liq} P_\infty}, \frac{\sigma}{P_\infty R_0}, \frac{r}{R_0}, \sqrt{\frac{P_\infty}{\rho_{liq}} \frac{t}{R_0}} \right) \quad (2.2.3.2)$$

a. **Energie de la source : effet de** $E^* = \frac{E}{P_\infty R_0^3}$

Pour voir l'effet du paramètre E^* , nous avons tracé l'évolution du rayon R^* et de la pression P^* . (Fig. 2.4 a, b et c), la pression étant prise pour une distance $r/R_0 = 100$ et $R_{init}/R_0 = 0,7$. La figure 'Fig. 2.4.a' montre que, Lorsque E^* augmente, le rayon minimal de la

bulle est plus grand et le temps d'implosion adimensionné $t^* = \frac{t \sqrt{P_\infty}}{\sqrt{\rho R_0}}$ augmente aussi. Si l'on

regarde la pression, (Fig. 2.4.b), on constate que P^* diminue. On peut donc dire que la bulle oscille d'autant moins violemment que E^* est élevé.

On en déduit pour notre source à étincelle que l'augmentation de E^* produit des pics de pression de moins en moins marqués dans le liquide, ce qui s'éloigne du Dirac que nous voulons obtenir. Le facteur de $P_\infty R_0^3$ est proportionnel à l'énergie potentielle du liquide déplacé lorsque le

rayon de la bulle est à son maximum. Comme cette énergie $W = \frac{4\pi}{3} P_\infty R_0^3$ a été cédée au milieu

par la source, l'énergie totale émise par la source ne peut être inférieure à cette valeur. Donc si E^* est petit cela veut dire qu'une grande partie de l'énergie libérée par la source sert à déplacer le liquide et qu'il y a peu de pertes d'énergie dues à la viscosité, à la tension superficielle, à l'énergie que conserve le gaz et à toutes autres causes possibles. Nous disposons ainsi d'un paramètre qui mesure la qualité de la source puisque nous désirons obtenir des pics de pression très élevés et très brefs, ce qui correspond à E^* le plus petit possible.

b. Le rayon initial : effet de $R_{init}^* = R_{init}/R_0$

Nous avons observé l'effet de R_{init}^* pour une énergie $E^* = 1,01(4\pi/3)$ qui donne une dynamique de la bulle proche des observations expérimentales, les autres paramètres ayant les mêmes valeurs que précédemment. Ainsi, sur les figures Fig2.5 a et b, on peut voir l'influence du rayon initial sur P^* et R^* .

Les différents calculs que nous avons effectués nous ont montré que R_{init}^* doit être compris entre une valeur maximale égale à 1 et une valeur minimale R_{min}/R_0 . Dans ces limites nous constatons Fig. 2.5.a que l'évolution de la bulle pour deux valeurs de R_{init} est absolument la même avec simplement un décalage du point de départ. On voit Fig. 2.5.b qu'il en est exactement de même pour la pression dans le liquide. Ainsi pour $R_{init}^* \approx 1$ la pression initiale dans le liquide est quasiment nulle.

On en déduit pour notre source à étincelle, que pour avoir une première impulsion d'amplitude maximale par rapport à l'énergie fournie, il faut avoir R_{init} le plus faible possible, c'est à dire $R_{init} = R_{min}$. Or à R_{min} l'énergie cinétique est nulle et l'énergie du gaz à l'intérieur de la bulle est maximale. Par conséquent il faut que notre source crée une bulle avec une très grande énergie interne et peu d'énergie cinétique dans le fluide. Quand ce n'est pas le cas, l'onde d'implosion est plus forte que la première.

c. La viscosité : effet de $Re_o = \frac{R_0}{\mu} \sqrt{P_\infty \rho_{liq}}$

On remarque tout d'abord que ce paramètre est équivalent au nombre de Reynolds. Dans cette étude $R_{init}^* = 0.01$ ce qui permet d'observer l'expansion de la bulle, tous les autres paramètres étant identiques aux cas précédents. On peut alors voir Fig. 2.6.a, l'évolution de R^* qui change selon que $Re_o = 5.104$ ou $Re_o = 500$. En effet, plus le nombre de Reynolds est petit, plus la dimension de la bulle décroît après chaque implosion et les pressions Fig. 2.6.b suivent la même évolution.

Pour un liquide donné, μ , P_∞ , ρ_{liq} sont fixés et seul R_0 permettra d'utiliser ce phénomène. En effet à première vue, cet effet nous est plutôt bénéfique, puisqu'il atténué les rebonds de la bulle qui limitent la fréquence de coupure basse de notre source. Il faudrait que R_0 soit le plus petit possible. Malheureusement cela nous obligerait à réduire l'énergie de la source. D'autant plus qu'il faudrait atteindre des valeurs très faibles de Re_0 . Dans nos expériences la valeur de Re_0 est toujours supérieure à 10^4 et dans ces conditions son effet est négligeable.

d. La tension superficielle : effet de $\sigma^* = \frac{\sigma}{P_\infty R}$

Les résultats de cette étude sont présentés Fig. 2.7. Les calculs ont été effectués pour une valeur de Re_0 fixée à $5 \cdot 10^4$ proche des conditions expérimentales, les autres paramètres étant les mêmes que pour les autres études.

L'évolution du rayon (Fig. 2.7.a) ne montre que peu de différences entre les courbes. Or elles ont été calculées pour des valeurs proches des limites maximales et minimales de σ^* . Par contre on voit (Fig. 2.7.b) qu'il y a un effet sur la pression P^* . On en déduit que l'effet de la tension superficielle n'est visible que lorsque la bulle est à son minimum de diamètre. Ainsi, pour

$$\sigma^* = 10^{-3}, R_{\text{min}}/R_0 = 66 \cdot 10^{-4},$$

$$\sigma^* = 10^{-4}, R_{\text{min}}/R_0 = 92 \cdot 10^{-4},$$

$$\sigma^* = 0, R_{\text{min}}/R_0 = 95 \cdot 10^{-4}.$$

La pression dans le liquide augmente avec σ^* mais on atteint très vite la limite supérieure au-delà de laquelle les pertes sont telles que l'on ne peut plus avoir $E^* = 1,01$. Dans nos conditions expérimentales, σ^* est toujours très proche de 10^{-3} ce qui donne des résultats quasiment indiscernables du cas $\sigma^* = 0$. Ce paramètre est donc aussi négligeable.

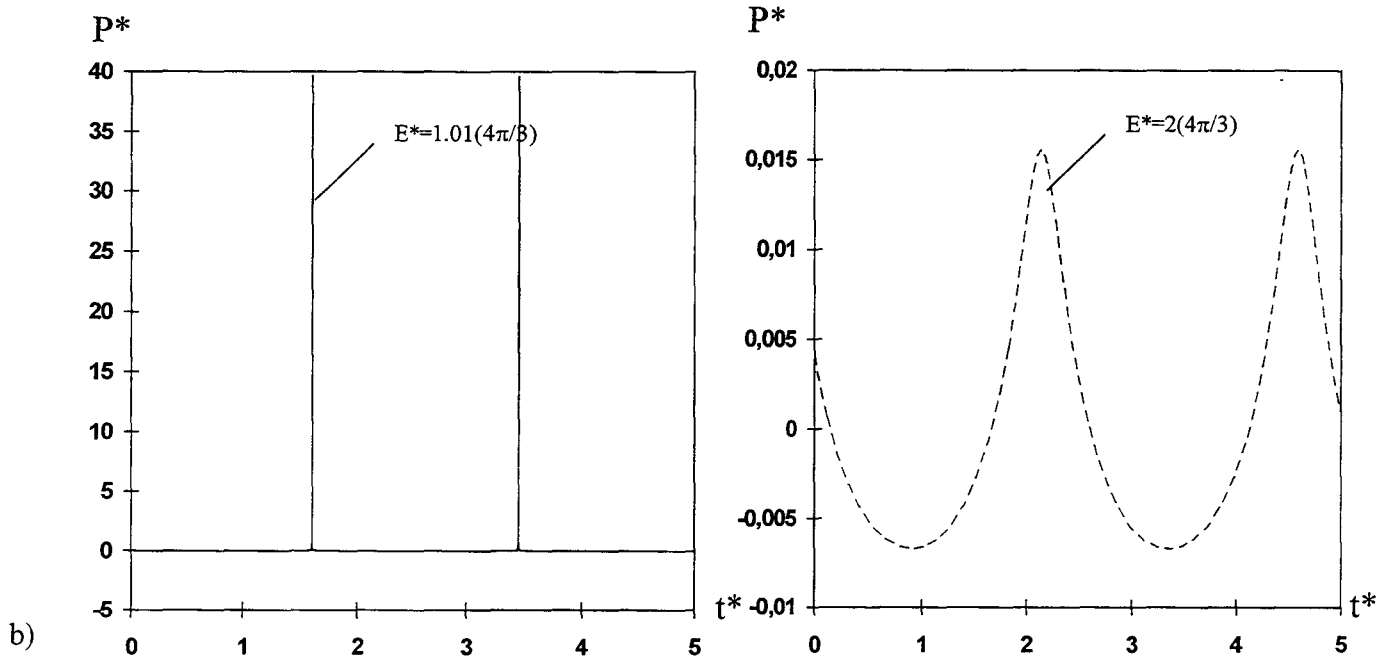
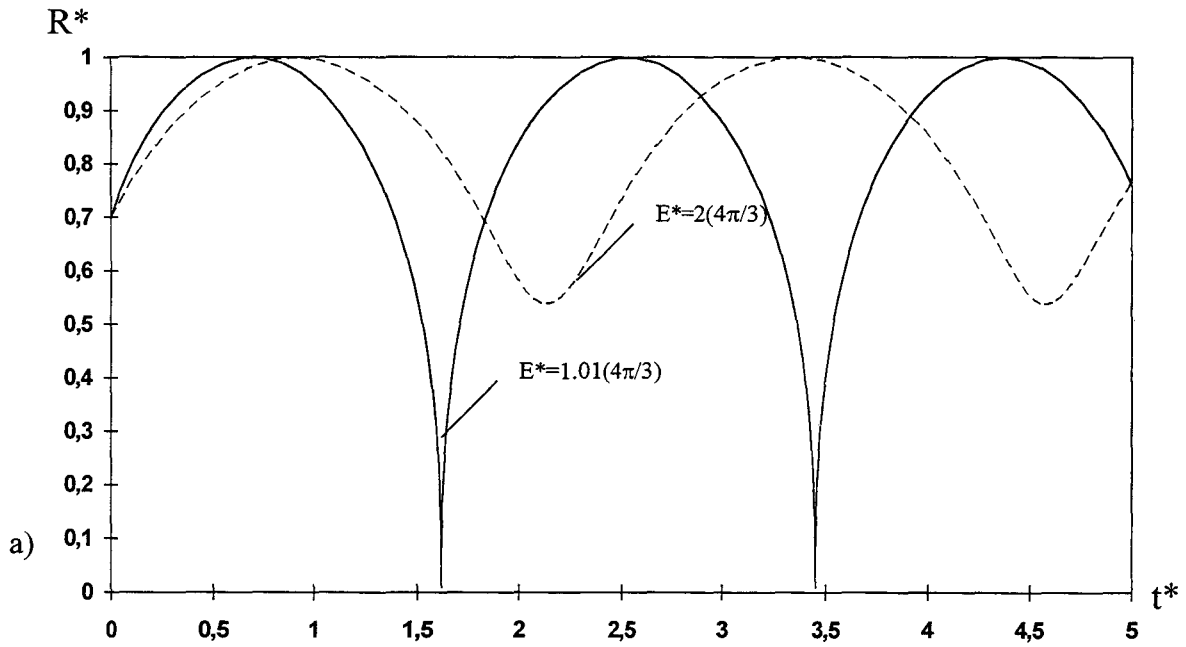


Fig. 2.4 Influence de $E^* = \frac{E}{P_\infty R_0^3}$ sur l'évolution de la bulle. a) Evolution du rayon $R^* = \frac{R}{R_0}$. b) Effets sur

la pression $P^* = \frac{P}{P_\infty}$ dans le liquide, à une distance $r = 100 R_0$. Avec $t^* = \frac{t}{R_0} \sqrt{\frac{P_\infty}{\rho_{liq}}}$ et les paramètres

adimensionnés fixés à :

$$\frac{R_{int}}{R_0} = 0,7, \gamma = 1,33, \frac{R_0}{\mu} \sqrt{\rho_{liq} P_\infty} = 5 \cdot 10^4, \frac{\sigma}{P_\infty R_0} = 10^{-4}, \frac{r}{R_0} = 100$$

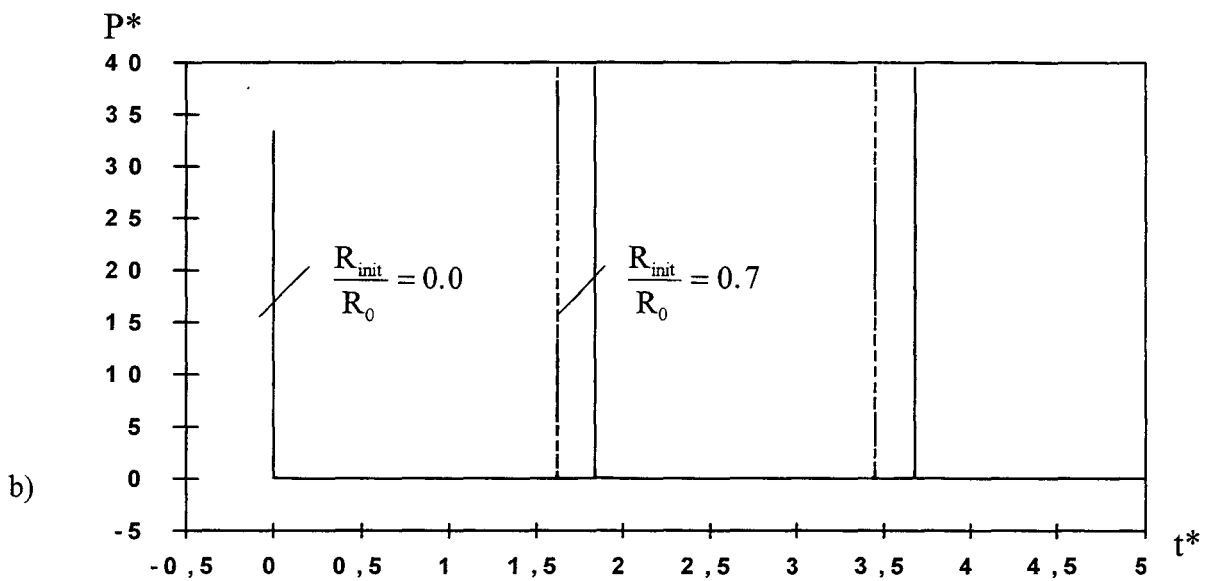
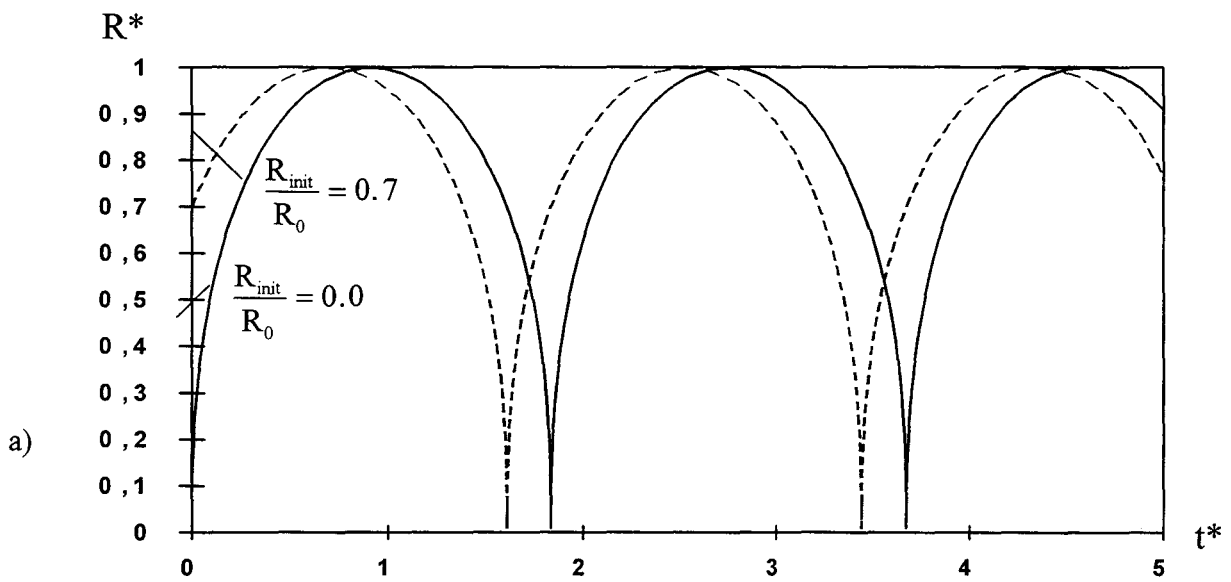


Fig. 2.5. Influence de $\frac{R_{init}}{R_0}$ sur l'évolution de la bulle. a) Evolution du rayon $\frac{R}{R_0}$ b) Effets sur la pression $\frac{P}{P_\infty}$ dans le liquide, à une distance $r = 100 R_0$

Avec $t^* = \frac{t}{R_0} \sqrt{\frac{P_\infty}{\rho_{liq}}}$ et les paramètres adimensionnés fixés à :

$$\frac{E}{P_\infty R_0^3} = 101 \left(\frac{4\pi}{3} \right), \quad \gamma = 1,33, \quad \frac{R_0}{\mu} \sqrt{\rho_{liq} P_\infty} = 5.10^4, \quad \frac{\sigma}{P_\infty R_0} = 10^{-4}, \quad \frac{r}{R_0} = 100$$

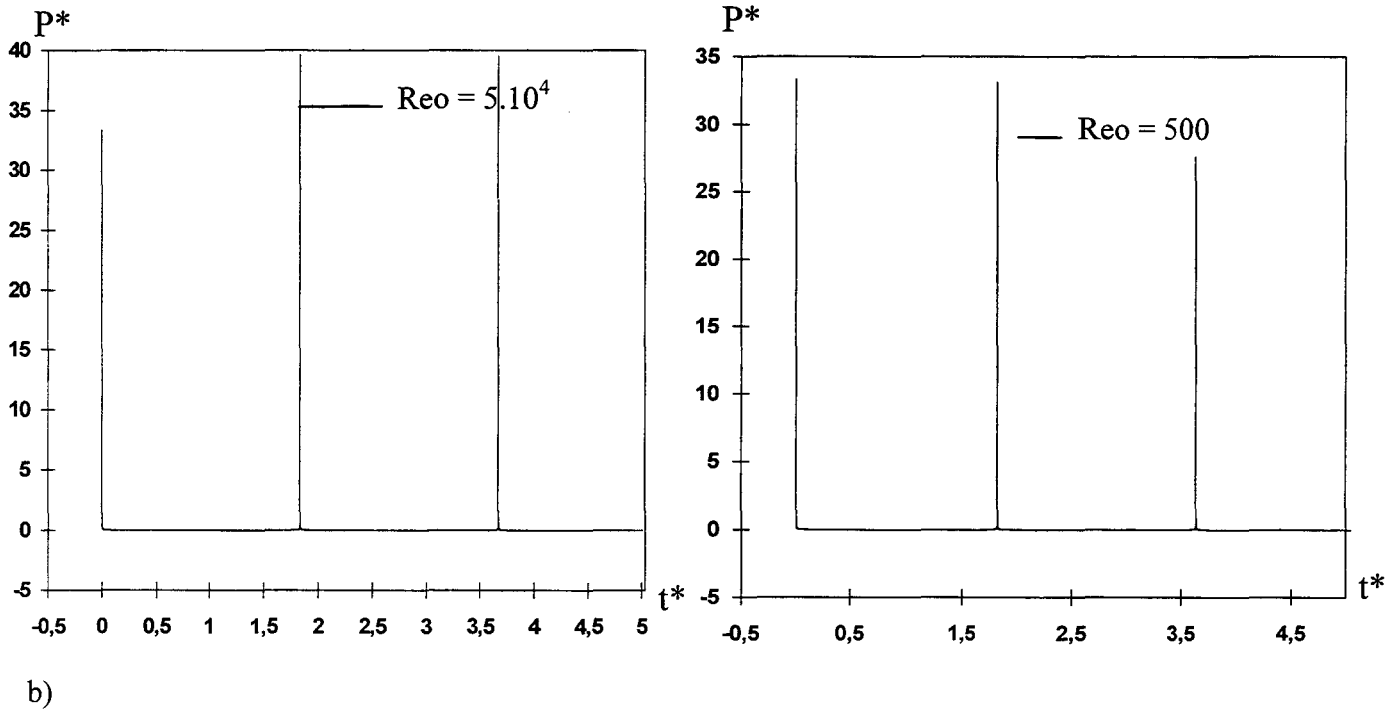
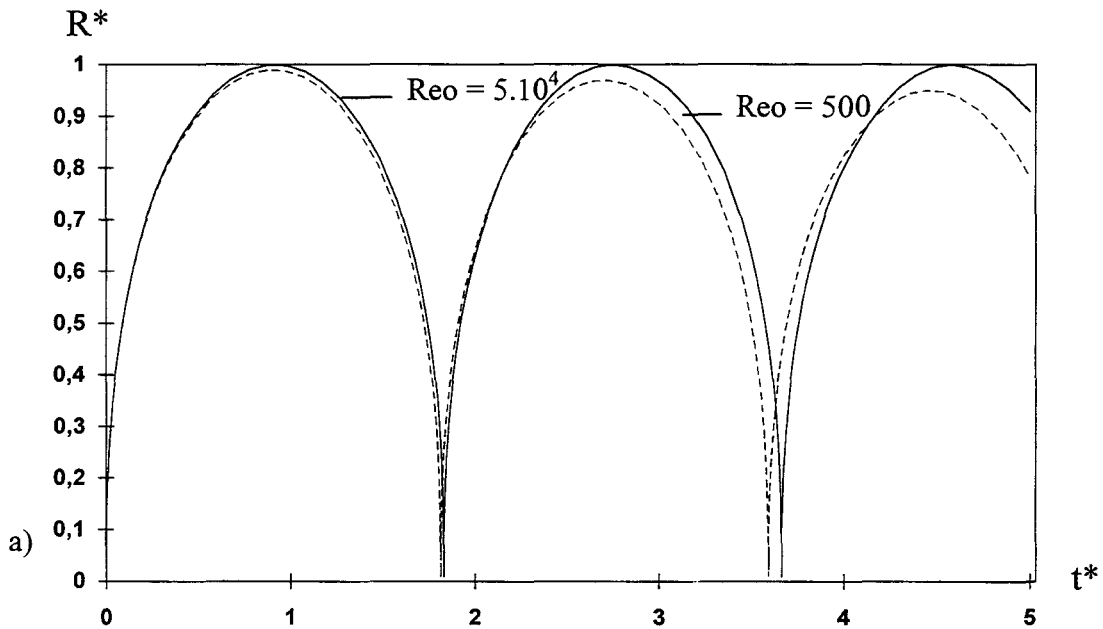


Fig. 2.6 Effets du nombre de Reynolds ($Re_o = \frac{R_0}{\mu} \sqrt{\rho_{liq} P_\infty}$, $P^* = P/P_\infty$) : a) l'évolution du rayon de la bulle $\dot{r} = \frac{R}{R_0}$ b) l'évolution de la pression $P^* = \frac{P}{P_\infty}$ dans le fluide à $r = 100 R_0$

Avec $t^* = \frac{t}{R_0} \sqrt{\frac{P_\infty}{\rho_{liq}}}$ et les paramètres adimensionnés fixés à :

$$\frac{E}{P_\infty R_0^3} = 101 \left(\frac{4\pi}{3} \right), \quad \gamma = 1,33, \quad \frac{R_{init}}{R_0} = 0,01, \quad \frac{\sigma}{P_\infty R_0} = 10^{-4}, \quad \frac{r}{R_0} = 100$$

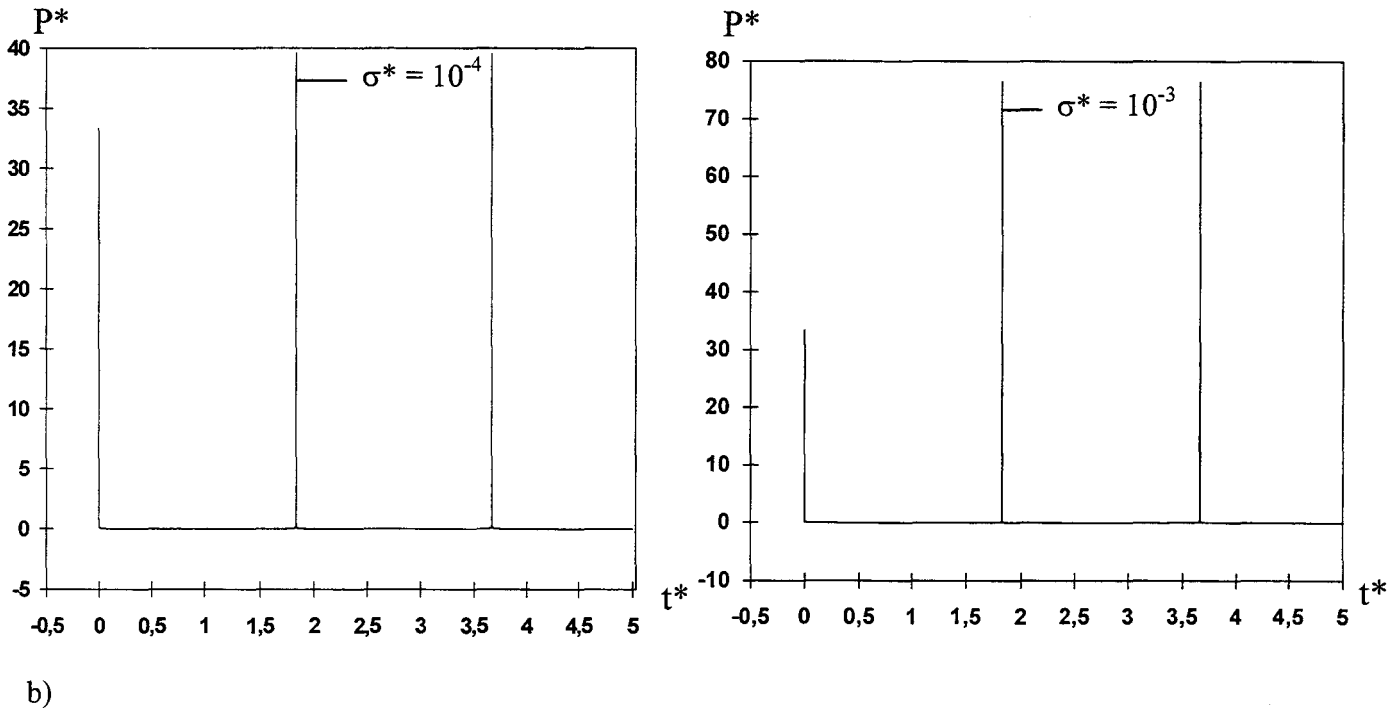
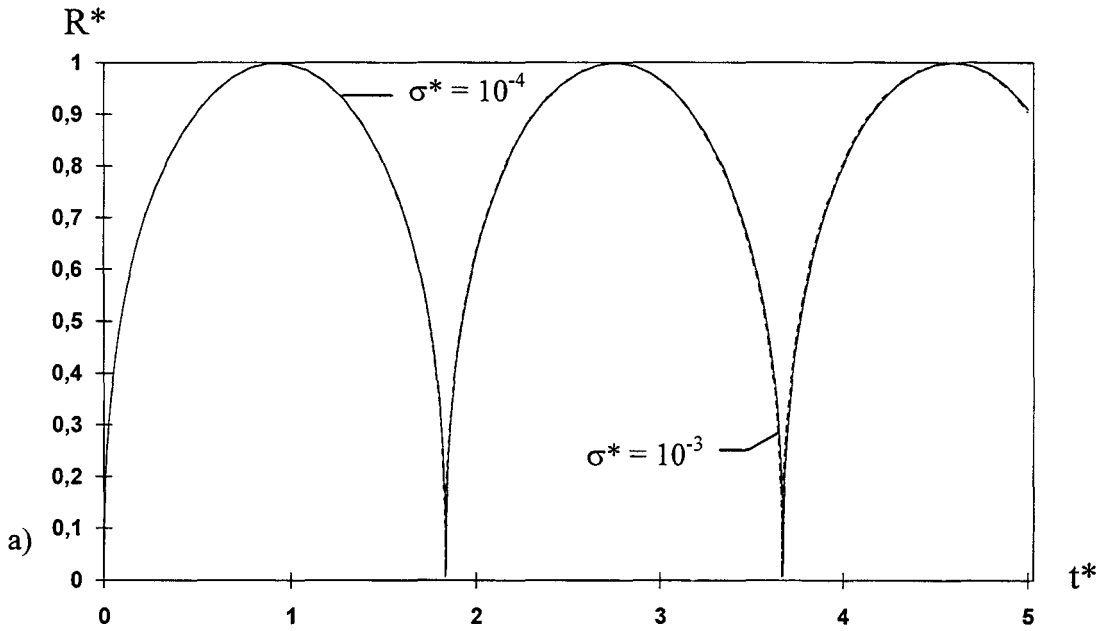


Fig. 2.7 Effets du nombre de $\frac{\sigma}{P_{\infty} R_0}$: a) l'évolution du rayon de la bulle $R^* = \frac{R}{R_0}$ b) l'évolution de la pression

$p^* = \frac{P}{P_{\infty}}$ dans le fluide à $r = 100 R_0$. Avec $t^* = \frac{t}{R_0} \sqrt{\frac{P_{\infty}}{\rho_{liq}}}$ et les paramètres adimensionnés fixés à :

$$\frac{E}{P_{\infty} R_0^3} = 1.01 \left(\frac{4\pi}{3} \right), \quad \gamma = 1.33, \quad \frac{R_0 \sqrt{P_{\infty} \rho}}{\mu} = 5.10^4, \quad \frac{R_{init}}{R_0} = 0.01, \quad \frac{r}{R_0} = 100$$

La simulation de la bulle en incompressible nous permet de connaître les variables qui sont déterminantes pour l'évolution de la bulle et la pression associée dans le liquide. Ainsi dans notre cas la viscosité et la tension superficielle sont négligeables. Par contre la forme des pics de pression nous renseigne sur la valeur de E^* . De même on peut déduire de la différence entre le pic de pression initial dans le liquide et le pic de pression à l'implosion, la valeur de R_{init} . Pour optimiser notre source, nous avons vu qu'il faut E^* et R_{init}^* très faibles.

II.2.4. THEORIE DE LA CAVITATION EN COMPRESSIBLE

L'étude précédente en incompressible nous a permis de décrire de manière assez fiable le comportement de la bulle avant sa première implosion. Cette étude indique aussi qu'aucune perte en incompressible ne peut expliquer la décroissance du rayon maximal de la bulle ainsi que celle des pics de pression dans le liquide. Nous allons montrer ici que la perte d'énergie vient de la compressibilité de l'eau et se manifeste sous forme d'ondes acoustiques. Pour cela nous allons reprendre les calculs effectués par Shima et Tomita [30].

On considère un fluide compressible et barotrope, c'est à dire dont la masse volumique est fonction de la pression $P = f(\rho)$. Dans ces conditions on a :

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{v} = 0 \quad (2.2.4.1)$$

ce qui donne en coordonnées sphériques :

$$\frac{d\rho}{dt} + \frac{\rho}{r^2} \frac{\partial r u^2}{\partial r} = 0 \quad (2.2.4.2)$$

Notre problème étant de symétrie sphérique :

$$r \vec{\partial} \vec{v} = 0$$

Par conséquent l'équation de Bernoulli en instationnaire s'écrit :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{r} \right)^2 + \mathcal{P} = \text{cste} \quad (2.2.4.3)$$

où \mathcal{P} est le Barypotentiel et $\vec{v} = \operatorname{grad} \phi$. On choisit la loi de Barotropie de Tait :

$$\frac{P+B}{P_\infty+B} = \left(\frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^n \quad (2.2.4.4)$$

avec $B = 3.047 \cdot 10^8$ Pa et $n = 7.15$ pour l'eau. La vitesse locale du son est donnée par :

$$C^2 = \frac{dp}{d\rho}$$

d'où :

$$C = C_\infty \left(\frac{P+B}{P_\infty+B} \right)^{\frac{n-1}{2n}} = C_\infty \left(\frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^{\frac{n-1}{2}} \quad (2.2.4.5)$$

avec :

$$C_\infty = \sqrt{\frac{n(P_\infty+B)}{\rho_\infty}} \quad (2.2.4.6)$$

vitesse du son à la pression P_∞

L'équation de Bernoulli s'écrit alors :

$$C^2 + (n-1) \left[\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} \right)^2 \right] = cste \quad (2.2.4.7)$$

Pour calculer la valeur de la constante, on se place à l'infini où le milieu est supposé au repos et la pression égale à P_∞ . On pose alors qu'à tout moment $\phi = 0$ à l'infini ce qui suppose que l'écoulement est continu jusqu'à l'infini. En d'autres termes il n'y a pas d'ondes de choc. Dans ces conditions on a :

$$C^2 = C_\infty^2 - (n-1) \left[\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} \right)^2 \right] \quad (2.2.4.8)$$

Pour calculer ϕ , on élimine C entre (2.2.4.8) et l'équation de conservation de la masse (2.2.4.1) que l'on peut récrire sous la forme:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\rho}{\rho_\infty} \right) + \text{div} \left(\frac{\rho}{\rho_\infty} \vec{v} \right) = 0$$

En tirant partie de l'équation de Tait qui donne :

$$\frac{\rho}{\rho_\infty} = \left(\frac{C}{C_\infty} \right)^{\frac{2}{n-1}} = \left[1 - \frac{(n-1)}{C_\infty^2} \left[\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} \right)^2 \right] \right]^{\frac{1}{n-1}} \quad (2.2.4.9)$$

L'équation de conservation de la masse s'écrit ainsi sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\left(\frac{C}{C_\infty} \right)^2 \right] + (n-1) \left(\frac{C}{C_\infty} \right)^2 \frac{\partial u}{\partial r} + (n-1) 2 \frac{u}{r} \left(\frac{C}{C_\infty} \right)^2 + u \frac{\partial}{\partial r} \left[\left(\frac{C}{C_\infty} \right)^2 \right] = 0 \quad (2.2.4.10)$$

Si on élimine C/C_∞ entre les équations (2.2.4.8) et (2.2.4.10) on obtient l'équation de Shima et Tomita [30].

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{C_\infty^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \frac{1}{C_\infty^2} \left[2 \frac{\partial \phi}{\partial t} \frac{\partial^2 \phi}{\partial r \partial t} + \frac{2(n-1)}{r} \frac{\partial \phi}{\partial t} \frac{\partial \phi}{\partial r} + (n-1) \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{n+1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{n-1}{r} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^3 \right] \quad (2.2.4.11)$$

On reconnaît dans le premier membre, l'équation des ondes écrite pour ϕ . La condition cinématique à la paroi de la bulle donne :

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial r} \right|_{r=R} = \dot{R}$$

L'étude en incompressible nous a montré que les effets de la viscosité et de la tension superficielle sont négligeables dans notre cas. Ainsi la pression du gaz est égale à la pression dans l'eau à la paroi. Nous négligerons aussi le transfert de vapeur à la surface de la bulle. On a ainsi l'évolution adiabatique d'un gaz parfait.

$$P_g = P_{0R} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} = P_{r=R} \quad (2.2.4.12)$$

où l'indice 0 désigne des paramètres de références.

L'équation (2.2.4.11) est fortement non-linéaire et une résolution directe même numérique paraît difficile. Nous allons la dégénérer en tenant compte du fait que la solution en incompressible donne l'ordre de grandeur du temps caractéristique et des vitesses du fluide. La vitesse maximale obtenue en incompressible est $U = R_{\max}^{\dot{}}$ et on suppose que, comme le milieu

est très peu compressible, $\varepsilon = \frac{U}{C_\infty} \ll 1$. On écrit l'équation (2.2.4.11) sous une forme

adimensionnée en posant $\phi = U r_0 \Phi$, $r = r_0 \hat{r}$, $t = t_0 \hat{t}$ où r_0 et t_0 sont des grandeurs caractéristiques des phénomènes. Alors (2.2.4.11) s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \hat{t}^2} + \frac{2}{\hat{r}} \frac{\partial \Phi}{\partial \hat{t}} - \frac{1}{C_\infty^2 t_0^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \hat{t}^2} = \varepsilon \left[2 \frac{r_0}{C_\infty t_0} \frac{\partial \Phi}{\partial \hat{t}} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \hat{r} \partial \hat{t}} + \frac{2(n-1) r_0}{C_\infty \hat{r} t_0} \frac{\partial \Phi}{\partial \hat{t}} \frac{\partial \Phi}{\partial \hat{r}} + (n-1) \frac{r_0}{C_\infty t_0} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \hat{t}^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \hat{r}} + \frac{n+1}{2} \varepsilon \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \hat{t}} \right)^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \hat{r}^2} + \frac{n-1}{\hat{r}} \varepsilon \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \hat{t}} \right)^3 \right] \quad (2.2.4.13)$$

On constate que si $\frac{r_0}{t_0} \approx U$, l'équation dégénère en $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tilde{r}^2} + \frac{2}{\tilde{r}} \frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{r}} = 0$ c'est à dire au cas de la bulle incompressible. Cela correspond à une des distances caractéristiques $r_0 \ll C_\infty t_0$, c'est à dire des distances que l'onde acoustique a dépassées depuis longtemps. On voit donc que l'approche incompressible décrit correctement le comportement de la bulle et du fluide environnant pour peu que l'onde soit loin. Si on veut inclure l'effet de la compressibilité, il faut considérer une valeur de r_0/t_0 proche de C_∞ . L'équation (2.2.4.13) dégénère alors en l'équation des ondes et s'écrit en grandeurs dimensionnées :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \tilde{r}^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \tilde{r}} - \frac{1}{C_\infty^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \tilde{t}^2} = 0 \quad (2.2.4.14)$$

Les termes non linéaires du second membre sont négligeables tant que $U \ll C_\infty$, ce qui peut être vérifié a posteriori. On peut résoudre cette équation des ondes entre l'infini et la paroi de la bulle en effectuant le changement de variable suivant (Shima et Tomita[30]) :

$$\begin{aligned} r &\rightarrow r \\ t &\rightarrow \eta + \frac{r - R(\eta)}{C_\infty} \end{aligned}$$

On a alors :

$$\begin{pmatrix} dt \\ dr \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{R'}{C_\infty} & \frac{1}{C_\infty} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d\eta \\ dr \end{pmatrix} \text{ et } \begin{pmatrix} d\eta \\ dr \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{1 - R'/C_\infty} & \frac{1}{C_\infty(1 - R'/C_\infty)} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dt \\ dr \end{pmatrix} \quad (2.2.4.15)$$

l'équation linéarisée s'écrit alors pour $\phi \approx \phi_0(\eta, r) + 0(\epsilon)$

$$\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial \tilde{r}^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \phi_0}{\partial \tilde{r}} - \frac{2}{C_\infty} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{\partial \phi_0}{\partial \tilde{r}} + \frac{\phi_0}{r} \right] = 0 \quad (2.2.4.16)$$

La solution est donc $\phi_0 = -\frac{f(\eta)}{r}$ car on a ainsi :

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial \tilde{r}} + \frac{\phi_0}{r} = 0 \text{ et } \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial \tilde{r}^2} = -\frac{2}{r} \frac{\partial \phi_0}{\partial \tilde{r}}$$

De même la condition cinématique sur la bulle s'écrit :

$$\dot{R} = \frac{f}{R^2} + \frac{1}{C_\infty} \frac{f'}{R} \quad (2.2.4.17)$$

avec $f' = \frac{df}{d\eta}$

En négligeant les termes supérieurs en ε , on en tire l'expression du potentiel :

$$\phi_0 = \frac{1}{r} \left[-R^2 \dot{R} + \frac{1}{C_\infty} (R^3 \ddot{R} + 2R^2 \dot{R}^2) \right] \quad (2.2.4.18)$$

En insérant cette expression dans l'équation de Bernoulli en $r = R$ et en négligeant les termes d'ordre supérieur en ε , on obtient ainsi l'équation de Herring [31] :

$$R\ddot{R} \left(1 - \frac{2\dot{R}}{C_\infty} \right) + \frac{3}{2} \dot{R}^2 \left[1 - \frac{4}{3} \frac{\dot{R}}{C_\infty} \right] + \frac{1}{C_\infty} \left[P_\infty - P_{r=R} - R \frac{\dot{P}_{r=R}}{C_\infty} \right] = 0 \quad (2.2.4.19)$$

avec

$$P_{r=R} = P_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \quad \text{et} \quad \dot{P}_{r=R} = \left. \frac{dP}{dt} \right|_{r=R} \quad (2.2.4.20)$$

En fait dans notre cas, la simulation nous permettra de valider l'approximation

$$\tilde{\phi}_0 = \frac{-R^2 \dot{R}}{r} [1 + O(\varepsilon)] \quad (2.2.4.21)$$

où R est calculé grâce à l'expression (2.2.4.19)

II.2.5. SIMULATION ET COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE

Pour comparer les calculs avec le comportement réel de la bulle de cavitation, nous avons effectué plusieurs types d'expériences permettant de mesurer les paramètres de la bulle. Une série d'expériences ont été faites avec des condensateurs différents (100 nF, 18 nF, 80 pF), de façon à avoir une large gamme de puissances émises. Grâce à la caméra ultra rapide, les bulles ont été filmées. Il est alors possible de mesurer en fonction du temps l'évolution du diamètre de la bulle. On obtient alors une séquence de photos dont un exemple est présenté Fig. 2.3. Pour cette séquence, nous avons utilisé un condensateur de 100 nF. On peut y voir la bulle en expansion, puis après passage par un maximum, son implosion. Elle subit encore une seconde expansion présentant des bulles secondaires trahissant une anisotropie de l'implosion. A partir de $t = 915 \mu\text{s}$ on voit se former des structures qui deviennent progressivement radiales et qui semblent dues au

mouvement violent du liquide autour de la bulle. Ce phénomène accompagne l'implosion. On remarque qu'après l'implosion, la bulle n'est plus centrée sur l'extrémité des électrodes. Entre $t = 1600 \mu\text{s}$ et $t = 1895 \mu\text{s}$, la bulle se détache des électrodes et se déplace dans le fluide.

Grâce aux mesures par hydrophone, nous avons accès à la pression dans le liquide et aussi à une mesure plus précise des temps d'implosion.

Pour les trois expériences mettant en jeu des niveaux d'énergies différents (condensateurs 100 nF, 18 nF, 80 pF), l'évolution de la bulle a été filmée suffisamment longtemps pour englober à la fois la première et la deuxième oscillation de la bulle. Simultanément, à une distance de $r = 50 \text{ cm}$ l'amplitude de l'onde a été mesurée à l'aide de deux hydrophones, un large bande (et 40 kHz à 10 MHz) calibré (Fig. 2.8) et un autre basses fréquences (3 kHz à 100 kHz) (Fig. 2.9). En considérant l'omnidirectivité de la source acoustique démontrée par A. Kemmou [6], une estimation correcte de l'énergie de l'onde peut être obtenue par l'équation :

$$E_{\text{onde}} = \frac{4 \pi r^2}{\rho_{\text{liq}} v} \int_{t_1}^{t_2} p^2(t) dt \quad (2.2.5.1)$$

Le choix de t_1 et t_2 doit être fait de manière à inclure entièrement l'onde émise à l'implosion mais en évitant de prendre en compte des bruits parasites non aléatoires comme les éventuelles réflexions sur les parois de la cuve d'expérience et les supports. Simultanément l'énergie cinétique totale du fluide due au mouvement de la bulle estimée en incompressible a été calculée pour les deux premières oscillations. Pour la seconde, la bulle n'est pas sphérique et l'énergie a été évaluée en utilisant un diamètre équivalent reproduisant le volume de la bulle estimé sur les clichés compte tenu des résultats du § 2.2.3.a. Cette énergie est calculée par la formule 2.2.24 pour le modèle incompressible.

	1 ^{ère} expérience	2 ^{ème} expérience	3 ^{ème} expérience
Condensateur	100 nF	18 nF	80 pF
Energie première onde	30 mj	5,4 mj	0,91 mj
Energie totale calculée (formule (2.2.39))	95,8 mj	17,2 mj	3,2 mj
Energie onde d'implosion	52,7 mj	8,2 mj	1,3 mj
Energie totale calculée : 2 ^{ème} bulle	10,6 mj	1,8 mj	0,33 mj
Energie deuxième onde d'implosion	non observée	2,8 mj	0,28 mj

Les résultats présentés dans le tableau ci-dessus montrent que l'énergie de l'onde d'implosion n'est pas négligeable par rapport à l'énergie initiale.

Le calcul en compressible permet le couplage entre l'acoustique et le mouvement d'oscillation fluide et on obtient ainsi l'énergie cinétique perdue par la bulle sous forme d'ondes acoustiques. Ainsi, on voit en figure 2.8 l'évolution de la bulle calculée pour un liquide compressible comparée à l'expérience. Pour le même diamètre maximal de la première bulle on a les temps d'implosions de la première et de la deuxième bulle, ainsi que le diamètre de la deuxième bulle.

Nous avons utilisé l'approximation sur le potentiel Φ_0 . En effet les simulations que nous avons effectuées avec l'approximation (2.2.4.21) et la valeur exacte (2.2.4.18) sont indiscernables. Lors de la linéarisation de l'équation (2.2.4.13) nous avons supposé que $\varepsilon \ll 1$. Ce qui fait que nos résultats ne seront valables que dans la mesure où $U \ll C_\infty$. Dans ces conditions, on peut calculer la pression acoustique à partir du potentiel, en utilisant l'équation (2.2.4.8). On obtient alors :

$$C^2 = C_\infty^2 - (n-1) \left[\frac{\partial \tilde{\Phi}_0}{\partial \eta} + \frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{\Phi}_0}{r} - \frac{1}{C_\infty} \frac{\partial \tilde{\Phi}_0}{\partial \eta} \right)^2 \right] \quad (2.2.5.2)$$

$$\tilde{\Phi}_0 = \frac{-R^2 \dot{R}}{r}$$

avec

$$\frac{\partial \tilde{\Phi}_0}{\partial \eta} = -\frac{1}{r} (2R\dot{R}^2 + R^2 \ddot{R})$$

$$\text{et } t = \eta + \frac{r-R}{C_\infty}$$

A l'aide de l'équation (2.2.4.5) on obtient la pression dans le fluide à laquelle on enlève la pression statique car elle n'est pas mesurée par l'hydrophone.

$$P = \left(\frac{C}{C_\infty} \right)^{\frac{2n}{n-1}} (P_\infty + B) - (P_\infty + B) \quad (2.2.5.3)$$

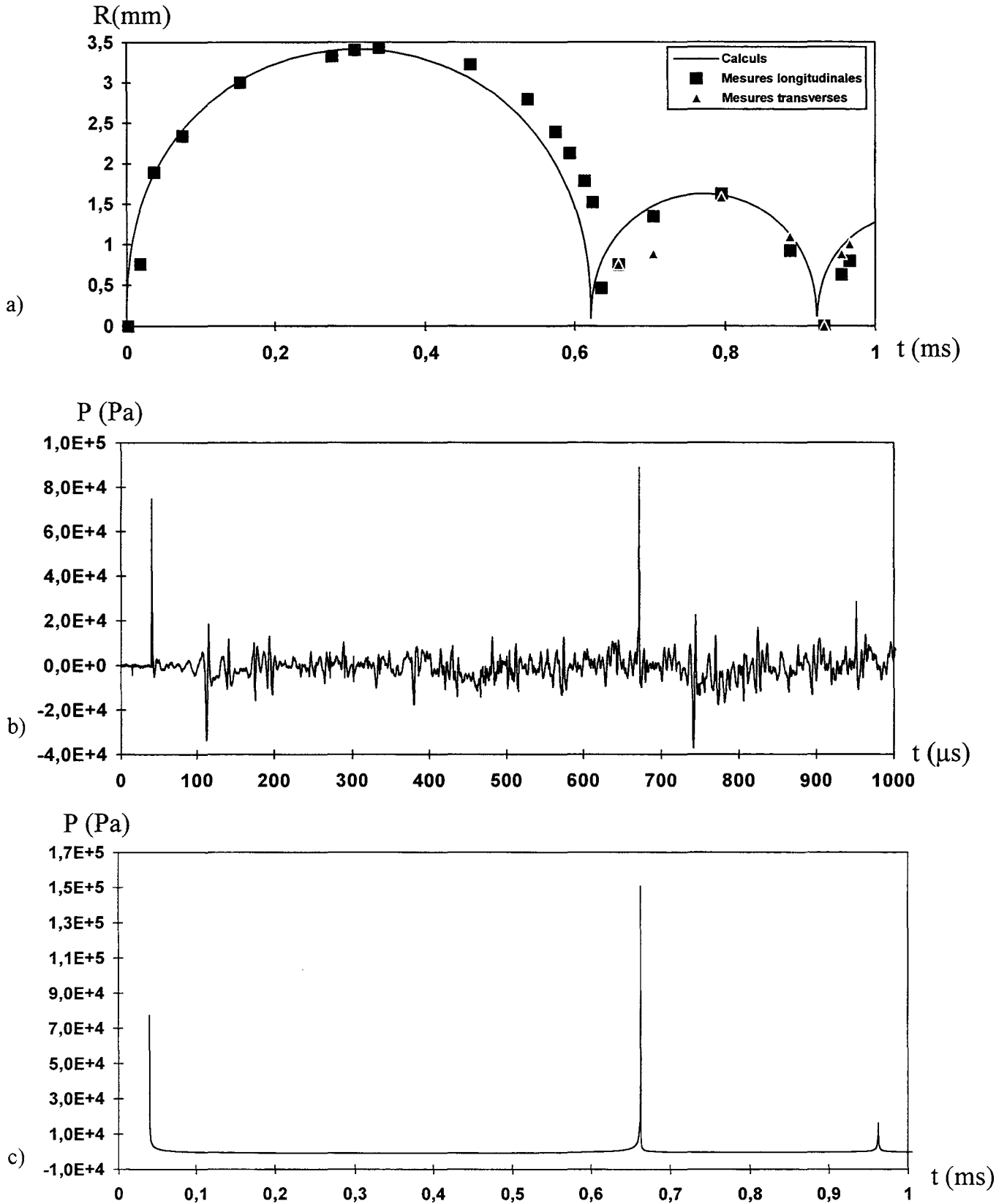


Fig. 2.8 Comparaison des mesures de pression et de rayon de la bulle avec la théorie de la bulle de cavitation dans un liquide compressible. a) Evolution théorique et réelle du rayon de la bulle. b) Emission acoustique enregistrée grâce à un hydrophone large bande (100 kHz à 10 Mhz) à une distance $r = 50$ cm. c) Evolution de la pression instantanée dans le liquide calculée pour une distance égale à celle de l'hydrophone avec $t = \tau + (r-R)/C_\infty$. On en déduit que l'énergie perdue par la bulle est due aux pertes qui apparaissent sous forme d'ondes acoustiques rayonnées.

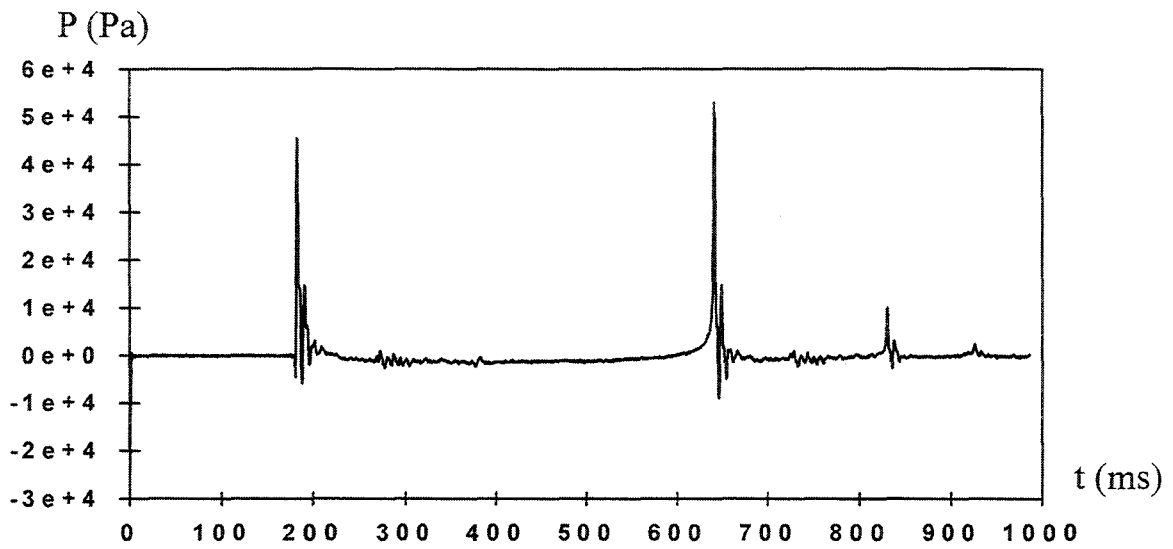


Fig. 2.9 Emission acoustique enregistrée à une distance de 50 cm grâce à un hydrophone basse fréquence B&K 8103 (1 à 100 kHz). Sur cet enregistrement on voit mieux la dépression qui relie la première onde et l'onde d'implosion.

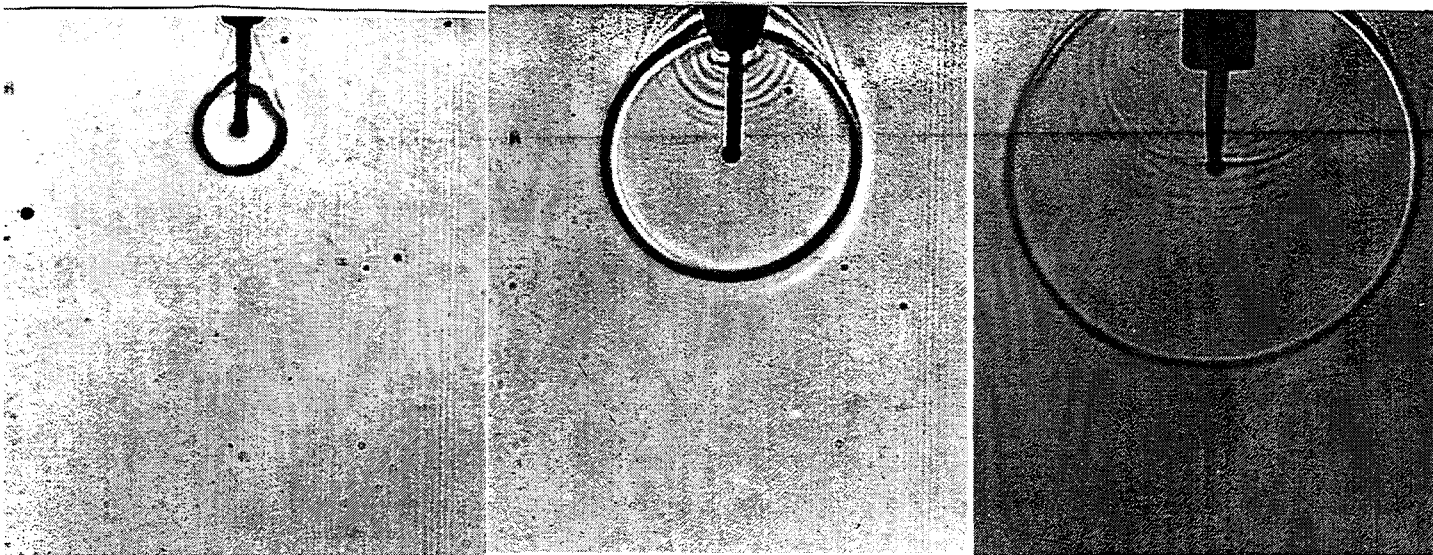


Fig. 2.10 Evolution de l'onde émise par la source observée par ombroscopie. On remarque la forme parfaitement sphérique de l'onde quelques diffractions dues à la présence des supports d'électrodes.

La forme générale de la variation de pression dans le fluide est très proche de la forme de l'onde acoustique enregistrée par l'hydrophone. Le relevé large bande, confirme l'unicité et la finesse des pics de pression, tandis que le relevé basses fréquences (Fig 2.9) révèle la largeur des pieds des impulsions.

La figure 2.8 montre la simulation que nous avons faite pour le cas du condensateur de 18 nF. Nous y avons négligé la viscosité et la tension superficielle étant donné que nous avons montré § II.2.3 que leurs effets sont négligeables. Les autres constantes décrivant le milieu sont alors fixées

:

$$P_{\infty} = 1,013.10^5 \text{ Pa},$$

$\gamma = 1,33$ en supposant que le gaz à l'intérieur de la bulle est de la vapeur d'eau.

Le milieu étant fixé, nous fixons les constantes relatives à la bulle. Ainsi, les expériences de visualisation nous donnent le rayon maximal $R_0 = 3.45 \text{ mm}$.

Il ne reste plus qu'une inconnue, l'énergie de la source. Toutes les autres constantes étant fixées, elle est entièrement déterminée par la valeur de P_{0R} . L'étude en incompressible nous a montré que E^* est faible dans notre cas. Cependant cela n'est pas assez précis pour calculer la valeur de E . Nous nous sommes donc servis du temps d'implosion et du rayon maximal de la deuxième oscillation pour choisir la valeur la plus adaptée de E et donc de P_{0R} . Ainsi, il faut $P_{0R} = 80 \text{ Pa}$ pour obtenir une évolution proche de l'expérience. On peut enfin fixer le rayon initial en se basant sur l'amplitude de l'onde primaire.

Le résultat de cette simulation nous montre que l'amplitude de l'onde d'implosion est beaucoup plus grande que la mesure par hydrophone. Cette même différence se retrouve lorsque l'on calcul l'énergie de l'onde acoustique calculée. Nous obtenons ainsi pour une simulation de la 2ème expérience :

Energie de la bulle calculée

(simulation de la 2^{ème} expérience)

Energie première onde	1,5 mj
Energie totale calculée (formule (2.2.39))	17,2 mj
Energie onde d'implosion	10,4 mj
Energie totale calculée : 2ème bulle	1,8 mj
Energie deuxième onde d'implosion	0,56 mj

Paradoxalement les amplitudes des ondes acoustiques correspondent mieux à l'expérience lorsque la pression est obtenue avec le calcul de pression dans un liquide incompressible. Cela pourrait s'expliquer par l'approximation que nous faisons en compressible. En effet, pendant un très court moment, le facteur ϵ atteint 0.5 et n'est donc plus négligeable. Mais cela peut aussi être dû à la fréquence de coupure haute de l'hydrophone ou à l'atténuation des hautes fréquences dans l'eau.

A partir de ces expériences et simulations, on imagine le mécanisme de transfert d'énergie de la source au liquide de la façon suivante :

La source au moment de l'étincelle électrique transfère très rapidement de l'énergie au fluide. Cette énergie, est cédée au liquide sous la forme d'une bulle de gaz à haute pression et aussi d'énergie cinétique. Ainsi sont réunies les conditions initiales de l'évolution de la bulle de cavitation. Le temps de montée très rapide de la première onde est ainsi dû à cette création rapide d'une bulle de gaz à haute pression et de l'énergie cinétique, tous deux résultant probablement de l'établissement d'un arc électrique qui dilate violemment le canal ionisé. A partir de ces conditions initiales le diamètre de la bulle augmente et la pression dans le liquide baisse produisant la décroissance plus lente du pic de pression. Le diamètre maximal, le temps d'implosion, l'amplitude de l'onde d'implosion et par conséquent le deuxième rayon maximal et toutes les caractéristiques des rebonds suivants sont déterminés par l'énergie totale cédée par la source. La non répétitivité de ces phénomènes vient donc nécessairement de l'établissement des

conditions initiales, de la présence des électrodes et de la variation de la position et de la forme du canal ionisé.

2.2.6. CARACTERISTIQUES ACOUSTIQUES DE LA SOURCE

Les images de l'onde acoustique émise par la source à étincelle (Fig. 2.10) montrent un front d'onde marqué de forme bien sphérique qui confirme que la source peut être considérée comme une source ponctuelle.

Mesurée avec notre hydrophone large bande, l'onde acoustique émise est de très forte puissance. Elle peut être décomposée en deux parties Fig 2.11 (a) :

- Un front de montée très bref, où la pression passe de 0 à 780 mba en une durée de l'ordre de 60 ns à 80 ns, ce qui, vu le spectre fréquentielles de l'hydrophone doit correspondre aux limites ce celui-ci.
- Cette montée brusque est suivie d'une décroissance beaucoup plus lente qui dure environ 2 microsecondes et qui correspond comme nous l'avons vu à l'évolution de la pression due à la dynamique de la bulle de cavitation.

Cette descente se poursuit par une dépression Fig. 2.11 (a) et les calculs montrent que la dépression que l'on observe ici résulte de la réponse impulsionnelle de l'hydrophone. Lorsque la pression est mesurée avec un hydrophone basse fréquence, on observe la dépression due à la dynamique de la bulle et qui dure jusqu'au début de l'implosion. Cela confirme les résultats des simulations.

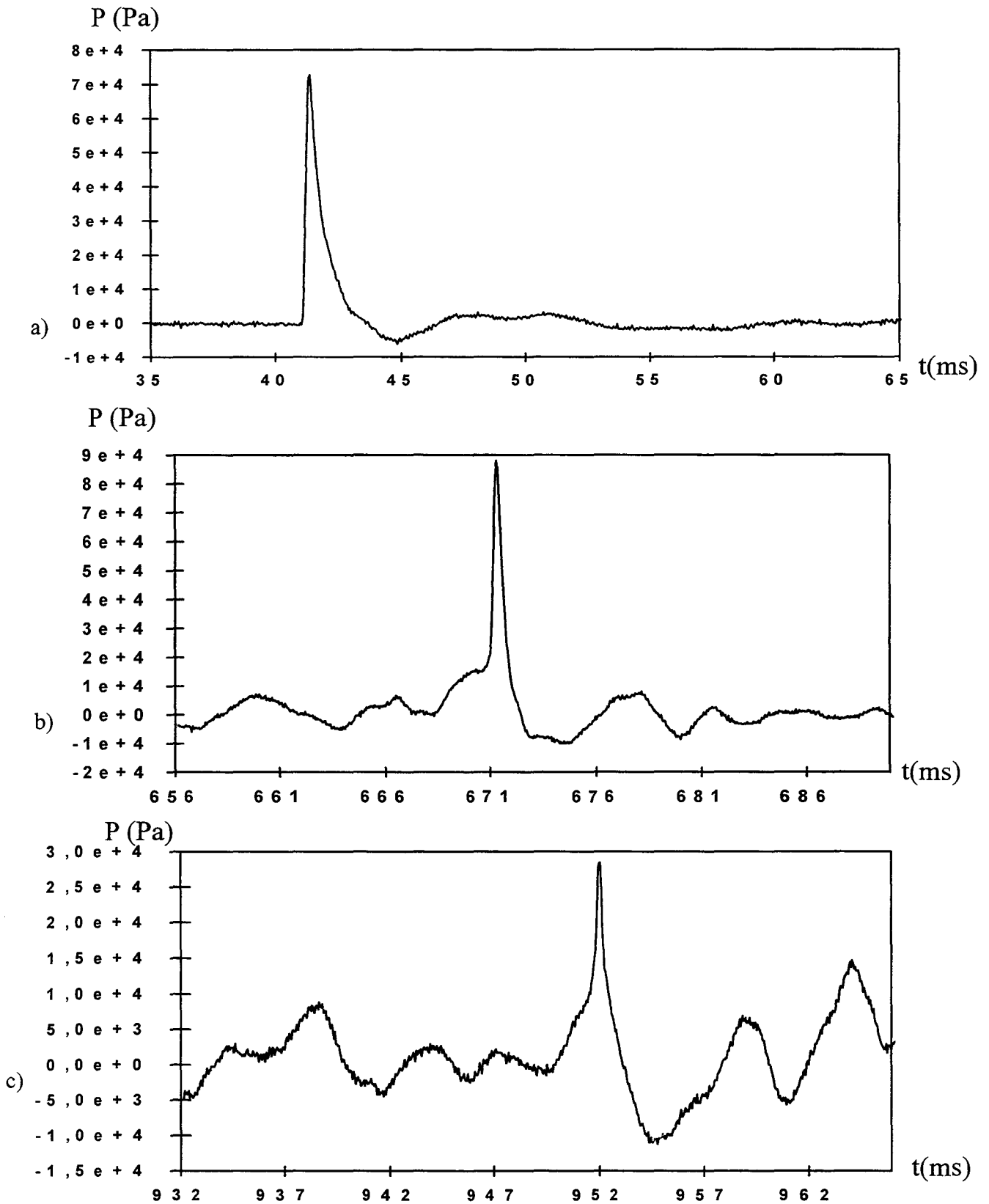


Fig. 2.11 Signature acoustique des différentes implosions.

a) Onde primaire, on remarque le front de montée très raide, de l'ordre de 60 ns (bande passante de l'hydrophone 100kHz à 10MHz à -2db)

b) L'onde de l'implosion a une forme différente plus symétrique.

c) L'onde de la deuxième implosion, partiellement recouverte par les multiples échos dus aux supports et à la cuve.

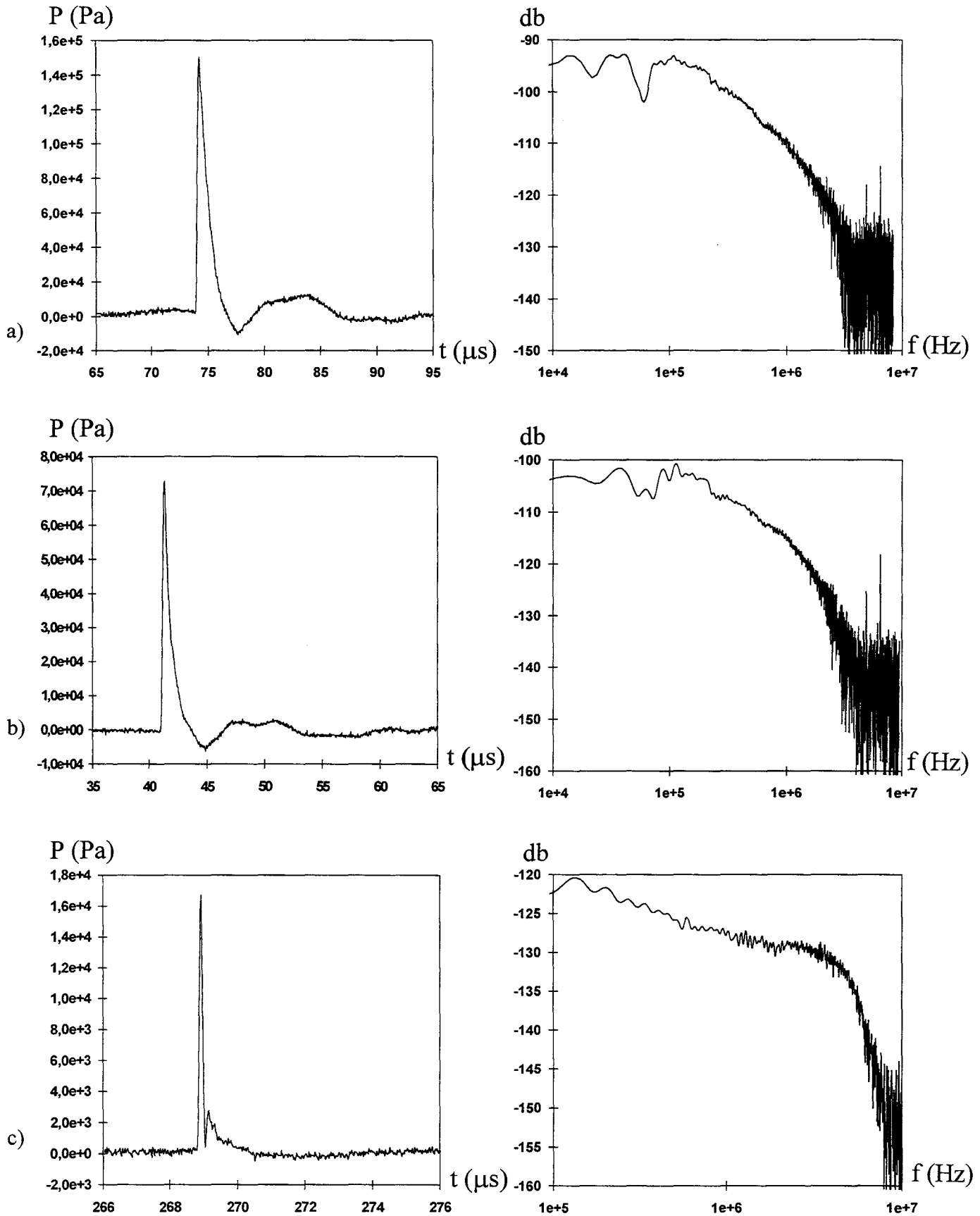


Fig. 2.12 Variation de la bande passante de la source à étincelle pour trois condensateurs différents. a) bande passante pour un condensateur de 100 nF ; b) bande passante pour un condensateur de 18 nF ; c) bande passante pour un condensateur de 80 pF.

La transformée de Fourier rapide de cette impulsion montre Fig. 2.12 (b) que le spectre est très large et va de 100 kHz à 2 MHz environ à -10 db. Mais comme le montrent les résultats de la simulation, en changeant la quantité d'énergie libérée dans le fluide, on peut changer l'échelle du phénomène en amplitude et en temps, ce qui permet par exemple d'augmenter les fréquences en diminuant l'énergie. Nous avons donc pour un condensateur de 80 pF au lieu des 18 nF précédents, un signal de plus faible amplitude Fig. 2.12 (c) mais qui donne une impulsion plus brève dont le spectre fréquentiel va de 100 kHz à 4 MHz, à -10 db.

CONCLUSION

Les études expérimentales et théoriques réalisées dans ce chapitre et menées à la suite des travaux de A. Kemmou [6], nous ont permis de mieux cerner le fonctionnement de la source à étincelle.

Ainsi, il ressort des études bibliographiques que l'étincelle électrique résulte de la dilatation brusque d'un canal ionisé qui se forme progressivement entre les électrodes. Ce phénomène constitue le transfert de l'énergie électrique en énergie mécanique principalement sous la forme d'une bulle de gaz à très haute pression et partiellement sous forme d'énergie cinétique. La pression dans le liquide monte alors en 60 à 80 ns à 780 mba environ pour un condensateur de 18 nF. Cette bulle à haute pression et l'énergie cinétique qui l'accompagne constituent les conditions initiales de l'évolution d'une bulle de cavitation. Celle-ci n'est que l'évolution de la bulle précédemment formée. Sa dynamique explique la décroissance plus lente de la pression à partir du pic initial.

Les simulations que nous avons faites en considérant que le liquide est incompressible nous ont permis de déterminer les paramètres qui gouvernent l'évolution de cette bulle. En particulier nous nous sommes aperçus que les effets de la viscosité et de la tension superficielle étaient négligeables dans nos conditions expérimentales. D'autre part en faisant une étude adimensionnelle du phénomène nous obtenons un paramètre E^* directement lié à la qualité de la source. En réduisant ce paramètre à sa valeur la plus petite possible l'amplitude de l'onde est plus

grande et l'impulsion est plus courte. Il nous indique aussi que l'amélioration de la source passe par une pression initiale plus forte et un rayon initial de la bulle plus petit. Cette étude adimensionnelle en montrant l'existence d'un temps caractéristique t^* indique qu'en changeant par exemple l'énergie de la source, on ne change que l'échelle du phénomène, permettant ainsi de favoriser les basses ou les hautes fréquences.

Une étude en compressible nous a permis de prendre en compte les phénomènes acoustiques. Il en résulte que l'énergie de la bulle est transmise au liquide essentiellement sous forme d'ondes acoustiques et que la compressibilité de l'eau est responsable de la diminution de son rayon maximal.

Les sources à étincelle permettent de générer des impulsions très puissantes. Leur utilisation a ainsi été limitée aux domaines des très fortes puissances. Cependant, la largeur de bande de cette source permet de l'utiliser dans des applications telles que la calibration directe d'hydrophones [32] grâce à une simple transformée de Fourier, et pour l'étude de la diffusion acoustique.

3. ETUDE DE LA DIFFUSION PAR DES CIBLES ELASTIQUES

INTRODUCTION

Les chapitres précédents ont commencé par mettre en avant l'intérêt d'utiliser de façon conjointe la source mini-étinceleur et le système de visualisation ultra-rapide pour l'étude de phénomènes acoustiques impulsionnels. Grâce à la grande qualité du front d'onde émis, à la grande puissance acoustique de la source, et au soin apporté à la conception du système de visualisation, des images de qualité permettant l'observation de phénomènes fins peuvent être obtenues.

Nous nous intéressons dans ce chapitre à l'utilisation de ce dispositif expérimental pour les études de diffusion acoustique. Les visualisations obtenues seront accompagnées d'enregistrements temporels localisés, obtenus à l'aide d'un hydrophone PVDF de petite dimension ($\phi = 5$ mm) et large bande [100 kHz, 10 MHz] (à -2dB) spécialement conçu pour être utilisé avec la source mini-étinceleur ([33]). Les ondes observées sur les enregistrements temporels obtenus en mode bistatique seront ainsi interprétés à l'aide des visualisations. La signature acoustique quasi-diracienne de la source mini-étinceleur laisse par ailleurs l'espoir de pouvoir exploiter les informations fréquentielle des signaux par transformation de Fourier. L'ensemble de ces résultats seront rapprochés de ceux, théoriques ou expérimentaux, disponibles dans la littérature.

Toutes les expériences présentées dans la suite ont été réalisées avec des cibles immergées dans l'eau, la source acoustique étant placée relativement près de la cible. Cette dernière condition correspond par conséquent à une insonification par une onde sphérique, ce qu'il conviendra éventuellement de prendre en compte dans les interprétations, relativement aux cas traditionnels d'insonification par des ondes quasi-planes. Nous utiliserons néanmoins le fait que l'onde sphérique peut être approchée par superposition d'une série d'ondes planes. La majorité des mesures ont été effectuées dans une cuve à parois transparentes afin de permettre les visualisations. Les dimensions de la cuve ont été choisies afin de retarder les échos de parois en dehors de fenêtres d'observation. Certaines expériences sans visualisation ont été réalisées dans le bassin d'essai acoustique de l'Institut Supérieur d'Electronique du Nord ayant une longueur de 12 m une largeur et une profondeur de 6 m afin de pouvoir éloigner la source et l'hydrophone de réception sans être gênés par les échos de parois.

En ce qui concerne le choix des cibles étudiées, une démarche progressive a été adoptée en raison de la nécessaire étape d'apprentissage d'interprétation des visualisations et signaux temporels obtenus. Cette démarche était justifiée en particulier par les spécificités de la source acoustique et du système de visualisation utilisés. Nous nous sommes donc tout d'abord intéressés à la diffusion par des cibles élastiques sphériques qui outre l'avantage d'être des objets déjà bien étudiés, présentent l'intérêt de leur symétrie bien compatible avec celle de l'onde incidente. Le second objet étudié a été une plaque qui représente une première étape vers l'étude des coques et introduit notamment les ondes de Lamb, S_0 et A_0 . Le troisième type d'objet considéré est le tube sur lequel de nombreux résultats sont également disponibles, mais qui suscite toujours l'intérêt. Le chapitre s'achève enfin par l'étude de cibles de formes plus complexes appelées "Line" se présentant comme des tubes fermés par deux coques hémisphériques à leurs extrémités. Ces dernières cibles n'ont été considérées que récemment dans la littérature et ne disposent pas encore d'une interprétation complète de leurs phénomènes de diffusion. Les résultats présentés en fin de chapitre ont ainsi pour objectif de compléter la connaissance de ces phénomènes.

Cependant avant de présenter les résultats de diffusion, nous allons analyser la validité et la précision des positions relatives des fronts d'ondes observés sur les photographies.

3.1. VALIDITE DES MESURES EFFECTUEES SUR LES VISUALISATIONS DANS LE CAS DE PHENOMENES AXISYMETRIQUES

L'analyse conduite au premier chapitre nous a permis de voir que la visualisation des ondes acoustiques dans les fluides donne la dérivée seconde de la pression acoustique dans le cas de l'ombroscopie et la dérivée première de la pression dans le cas de la strioscopie. Si nous considérons une onde plane sinusoïdale, nous constatons donc que la visualisation fournit une succession de lignes parallèles où l'évolution du niveau de gris traduit la variation d'une dérivée spatiale de l'amplitude mais conserve l'accès directe à l'évolution de la phase. Ceci nous permettra en particulier de mesurer les longueurs d'ondes dans l'eau et donc d'extraire la fréquence de

l'onde. Dans le cas d'ondes acoustiques impulsionnelles nous interpréterons les images en considérant qu'il s'agit de superpositions d'ondes planes sinusoïdales.

Cependant, pour compléter cette partie, il est nécessaire d'analyser les éventuelles erreurs induites par la tridimensionalité des phénomènes analysés sur les positions relatives des fronts d'ondes photographiés. Nous avons vu au chapitre I que le rayon lumineux intègre les déviations tout au long de son trajet, lors de la traversée d'une zone perturbée. Cependant si ce rayon lumineux traverse une onde à symétrie axiale cela se traduit par une compensation partielle des déviations, le rayon lumineux rencontrant lorsqu'il a dépassé l'axe de l'objet sensiblement des gradients opposés à ceux traversés avant l'axe. Il s'ensuit que seules les zones où cette compensation est impossible ou imparfaite sont observables. Cela se produit dans les zones où les rayons lumineux se présentent sous incidence rasante relativement à l'onde acoustique, ce qui correspond dans le cas d'une onde sphérique à la trace de cette onde dans son plan de symétrie perpendiculaire au rayon lumineux (Fig. 3.1.1.a). L'ombre portée sur la photographie représente donc une vue en coupe de l'onde acoustique observée dans un plan perpendiculaire au faisceau lumineux. Nous pouvons donc conclure que les phénomènes acoustiques qui se produisent à l'intérieur du volume délimité par une onde axisymétrique seront donc observés sans altération de leurs positions relativement aux objets et aux autres phénomènes observés (Fig. 3.1.1b).

Par contre, nous constatons qu'il est nécessaire de connaître le plan de coupe correspondant aux ondes observées. En effet, nous avons vu que les plans de coupes correspondent aux plans formés par l'ensemble des points où le faisceau traverse tangentiellement la surface d'une variation de pression. Ainsi, pour une onde sans symétrie axiale, cela peut correspondre à une surface de forme complexe et non plus à un plan perpendiculaire au faisceau de lumière. L'image dans ces conditions est une projection de cette surface complexe de coupe sur le plan de la plaque photographique. Un autre type d'erreur de mesure de vitesse est dû aux ondes planes dont les points de contact avec la cuve ne figurent pas dans la fenêtre visualisée et qui de ce fait restent invisibles (Fig. 3.1.1.c). Lorsqu'elles rencontrent une cible, les ondes qu'elles créent sont visibles, mais ne respectent les conditions de propagations dans un plan perpendiculaire par rapport à l'axe optique ce qui conduit à des mesures erronées (Fig. 3.1.1.d).

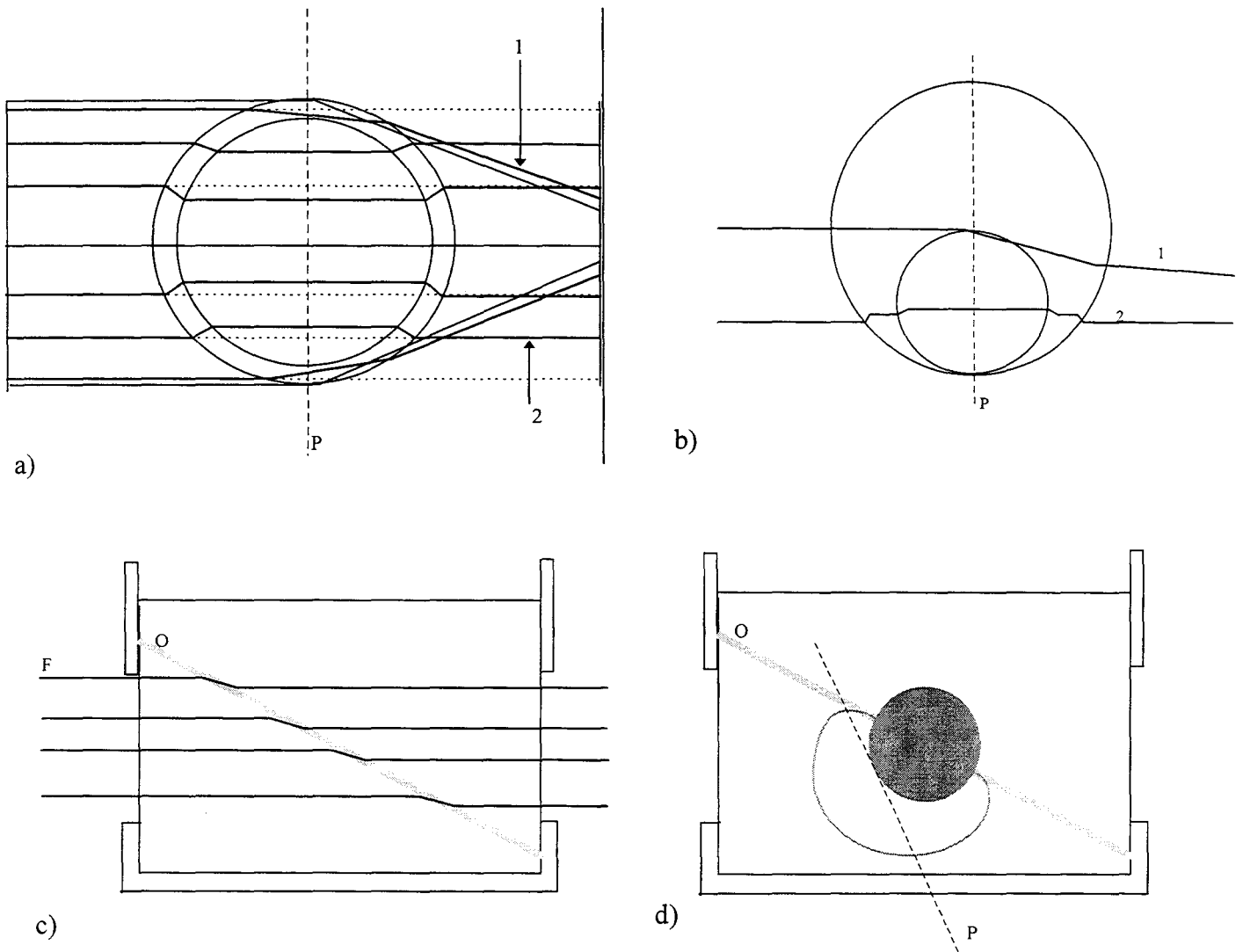


Fig. 3.1.1 Effet de la forme tridimensionnelle des ondes sur les images et les mesures quantitatives.

a) Compensation de la déviation des faisceaux lumineux dans le cas d'une onde sphérique. Cela permet de considérer les ombres visibles sur les images comme étant la vision de la coupe du champ de pression suivant le plan P; 1) rayon passant en incidence rasante et subissant une forte déviation ; 2) faisceau ne subissant qu'une très faible déviation P : plan de coupe apparent sur l'image finale.

b) Les ondes imbriquées les unes dans les autres restent parfaitement visibles. Cela autorise les mesures de distance sur les ondes imbriquées comme par exemple les ondes réfléchies qui se trouvent toujours à l'intérieur de l'onde incidente.

c) Onde plane (o) restant parfaitement invisible sur l'image. L'apparition de ces ondes dues aux réflexions sur les parois de la cuve détermine la fenêtre temporelle dans laquelle les interprétations peuvent être faites en toute sécurité.

d) Cas d'une onde réfléchie résultant d'une onde incidente invisible mais créant une onde dont le plan de coupe apparent n'est pas perpendiculaire au faisceau lumineux.

Dans l'ensemble des mesures présentées dans la suite de ce chapitre, la cible et la source ont toujours été positionnées dans un même plan, ajusté pour rester perpendiculaire à l'axe optique. Nous nous sommes par conséquent toujours situés en dehors des cas critiques et les images présentées dans la suite peuvent être interprétées comme des coupes dans le plan de symétrie des phénomènes visualisés.

Nous allons donc présenter maintenant les résultats obtenus pour les différents types de cibles étudiées.

III.2. DIFFUSION PAR UNE SPHERE ELASTIQUE

La sphère fut la première cible étudiée. Sa forme permet à une onde sphérique d'entrer en contact avec la cible de façon absolument symétrique. Cette particularité représente un avantage majeur pour la minimisation des erreurs d'interprétation, les phénomènes présentant tous une symétrie axiale. Il s'agit par ailleurs d'un objet de forme finie que l'on peut étudier avec une source émettant une onde sphérique sans que cela ne présente d'inconvénient. Sur ce type de cible, on peut s'attendre à observer les mêmes types d'ondes que celles prévues par D. Brill et H. Uberall [34] dans le cas du cylindre. De plus nous avons la possibilité de comparer nos visualisations à celles de P.J. Welton et al. [35]. La sphère constitue donc un objet particulièrement intéressant pour le test et l'évolution des capacités du système de visualisation.

Plusieurs séquences de 24 images ont été enregistrées. La figure 3.2.1 présente à titre d'exemple 4 images extraites de l'une de ces séries. Les photos mettent tout d'abord en évidence de façon claire l'onde incidente, notée I et la réflexion spéculaire RS sur le sommet de la sphère. Cette dernière présente une allure sphérique en raison de la forme de l'onde et de la cible. Elle rejoint l'onde incidente de part et d'autre de la cible. Nous constatons qu'en configuration monostatique, c'est à dire lorsque l'hydrophone de réception est situé dans la même position que la source, il s'agit de la première onde renvoyée. En revanche lorsqu'on se place de l'autre côté de

l'objet nous pouvons constater que plusieurs ondes devancent l'onde incidente. Le suivi du mouvement de ces ondes sur les différentes images montre qu'elles effectuent des rotations autour de la sphère. Il est également possible d'observer que leur vitesse sont différentes en raison de l'augmentation de l'écart les séparant avec le temps.

Plusieurs types d'ondes ont été identifiés : les ondes qui se propagent à l'intérieur même de la sphère d'une part et les ondes de surface d'autre part.

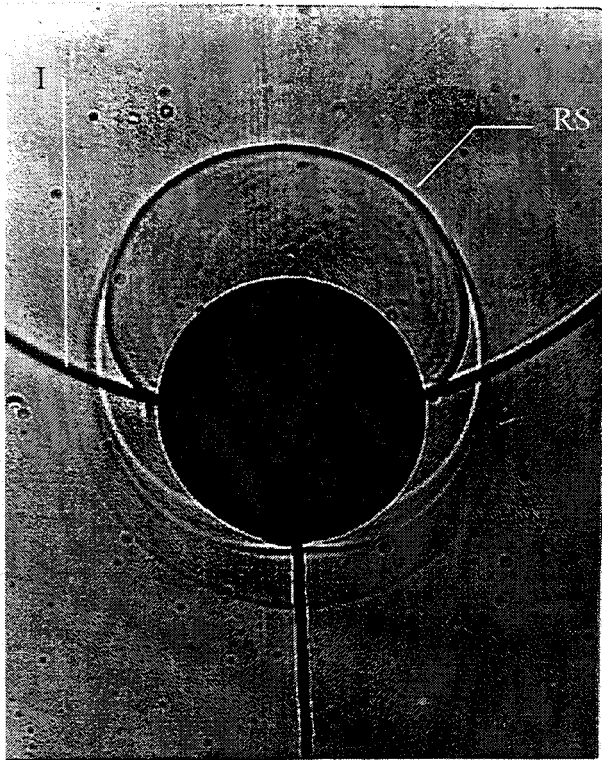
Les plus faciles à identifier sont les ondes géométriques. Lorsque l'onde incidente entre en contact avec la cible, elle provoque la propagation de deux types d'ondes, les ondes longitudinales et transverses qui donneront à leur tour des réflexions à l'interface solide liquide, mais également des réémissions dans l'eau. Ce sont ces réémissions qui sont observées par le dispositif de visualisation et qui permettent la détection des ondes internes à l'objet. Les ondes géométriques se réfléchissent un grand nombre de fois jusqu'à atténuation totale. A chacune des réflexions correspond une réémission dans l'eau. Par ailleurs les réflexions peuvent s'effectuer en conservant la nature transverse ou longitudinale des ondes incidentes sur l'interface, ou encore avec changement de mode c'est à dire en passant d'une nature transverse à longitudinale ou vice-versa. Ces conversions de mode sont également repérables par le calcul des vitesses car les positions de leur réémission ne correspondent qu'à une combinaison de vitesses longitudinales et transversales. De plus, ces ondes ne sont quasiment pas dispersives, ce qui simplifie les calculs et dans la mesure où l'impulsion acoustique est très brève par rapport aux dimensions de la sphère, il est possible d'utiliser une évolution géométrique des ondes.

Nous allons donc identifier les ondes observables sur les images en y superposant l'image du calcul des positions des fronts d'ondes dans l'eau (Fig. 3.2.2). Les angles de réflexions et de réfractions seront calculés en utilisant la relation de Descartes. Cependant, le nombre de résonances existantes est infini ce que ne peut prendre en compte le programme. Nous nous limiterons donc à l'identification de quelques unes d'entre elles. De plus seule la position des fronts d'ondes sera calculée, l'amplitude des ondes étant négligée. Dans ce calcul la source est placée à 5 cm de la sphère, et elle ponctuelle. Il se développe donc une multitude de rayons à partir du point source et les points les plus avancés forment un front d'onde sphérique qui se réfléchit sur la surface de la cible. Les rayons pénètrent aussi dans la cible en obéissant aux lois

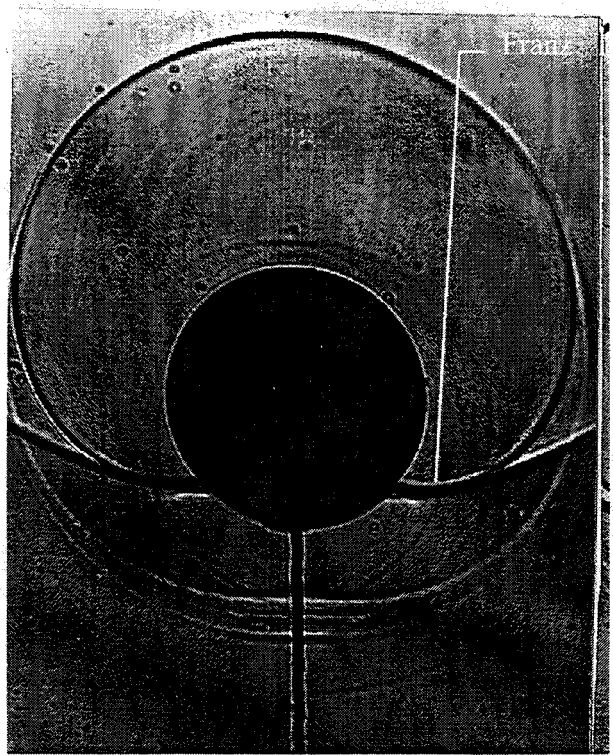
de Snell-Descartes. En tenant compte des réflexions et réfractions successives, on recrée ainsi les ondes géométriques à l'intérieur et à l'extérieur de la sphère.

L'analyse des résultats nous permet d'identifier trois groupes d'ondes. Lorsque les mesures sont effectuées en mode bistatique, l'hydrophone étant à l'opposée de la source, ces groupes correspondent aussi à des instants d'arrivées différents. Les ondes du premier groupe, les plus rapides, sont notées $(n,0)$. Cette notation utilisée par Brill et Uberall [34] indique que n trajets ont été effectués dans la cible, dont 0 en mode transverse. La seule bien visible est l'onde notée $(1,0)$ qui traverse la sphère de part en part sans réflexion. L'onde $(2,0)$, c'est à dire celle qui a subi une réflexion à l'intérieur de la cible sans conversion de mode, n'est quasiment pas identifiable car noyée dans les multiples échos retournant vers la source. D'une manière générale le calcul indique que le rayonnement dans le fluide de toutes les ondes $(n, 0)$ forme une zone de croisement (Fig.3.2.2.b) en raison de l'émission de part et d'autre de la cible en arrière du front d'onde $(1,0)$ et avant l'arrivée des autres ondes. Le rayonnement de l'onde $(1,0)$ ne présente pas ce type de croisement car elle ne fait que traverser l'objet. Toutes les autres $(n,0)$ présentent autant de croisement qu'elles subissent des réflexions à l'intérieur de la sphère. En effet le point le plus avancé d'une résonance d'ordre n : $(n, 0)$ a parcouru un angle de $n*180^\circ$ alors que le point ayant fait le moins de chemin a parcouru un angle de $n*\varepsilon^\circ$ avec ε quasiment nul, créant une spirale autour de la cible.

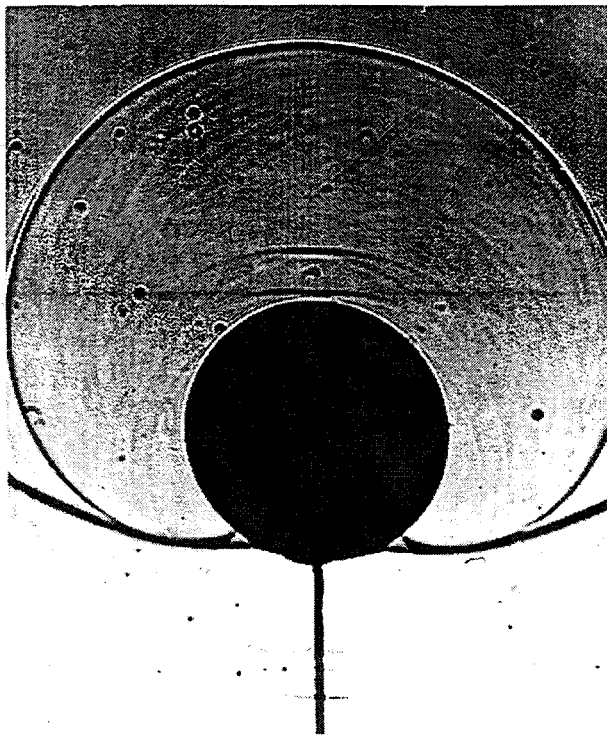
Les ondes qui arrivent après cette zone $(n, 0)$ sont celles qui présentent des changements de modes pendant l'une au moins de leurs réflexions. Elles sont par contre les plus visibles. Sur la figure Fig. 3.2.2 on localise ainsi aisément l'onde $(2,1)$ $(3,1)$ et $(3,2)$. Si l'on essaye de suivre à l'oeil leur front d'onde on remarque pour la plupart d'entre elles qu'il y a des zones de confusion où deux fronts d'ondes semblent aboutir au même croisement ou alors elles se séparent à partir d'un front d'onde unique. Les ondes ayant des changements de modes sont formées par le chevauchement de plusieurs ondes ayant subi des réflexions différentes. Par exemple, l'onde $(2,1)$ est compatible avec une onde longitudinale $((1,0))$ qui se réfléchit en mode transverse mais est aussi compatible avec une onde transverse $((1,1))$ qui se réfléchit en mode longitudinal. Il en résulte que du front d'onde $(1,0)$ partira un front d'onde aboutissant à la $(2,1)$, mais aussi du front d'onde $(1,1)$ partira un autre front d'onde aboutissant au même endroit.



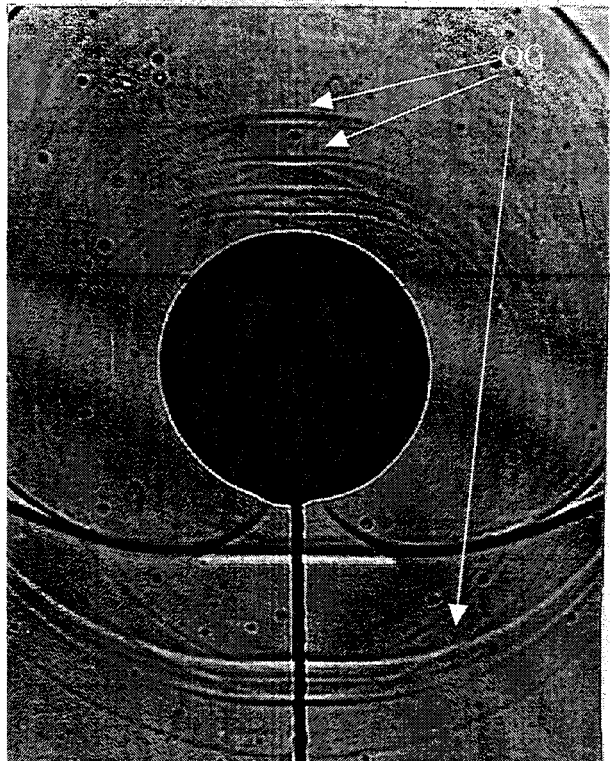
$t = 45 \mu\text{s}$



$t = 55 \mu\text{s}$

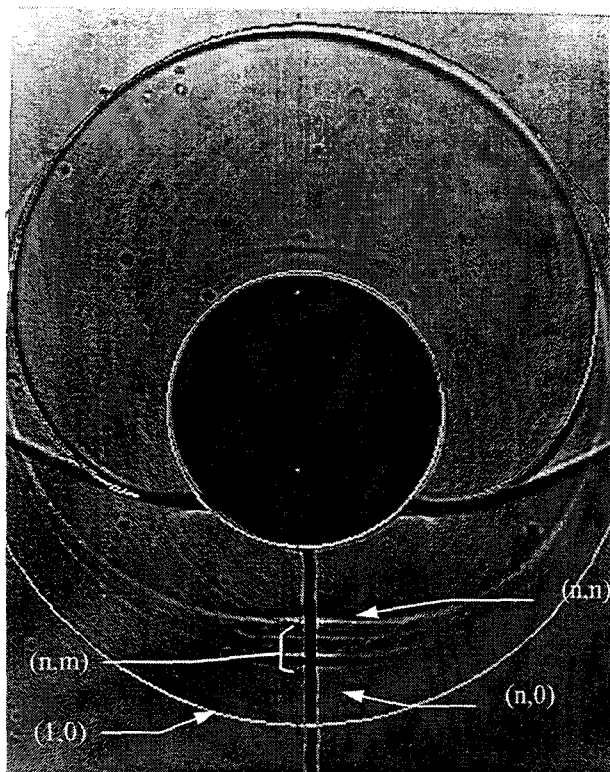


$t = 57 \mu\text{s}$

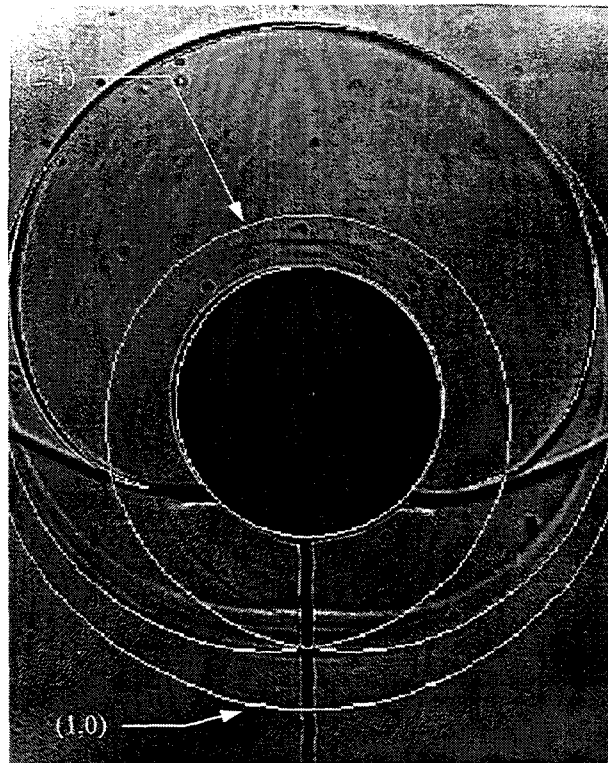


$t = 63 \mu\text{s}$

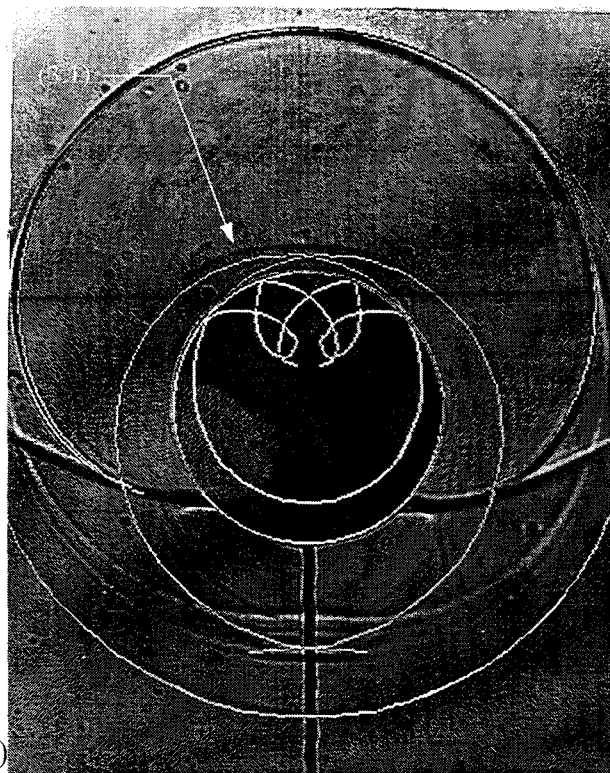
Fig. 3.2.1 Visualisation de la diffraction d'une impulsion sphérique par une sphère élastique en verre de diamètre 3.5 cm. On observe : I l'onde incidente ; RS la réflexion spéculaire ; l'onde de Franz au début de sa manifestation ; OG plusieurs ondes qui tournent autour de la sphère à des vitesses différentes.



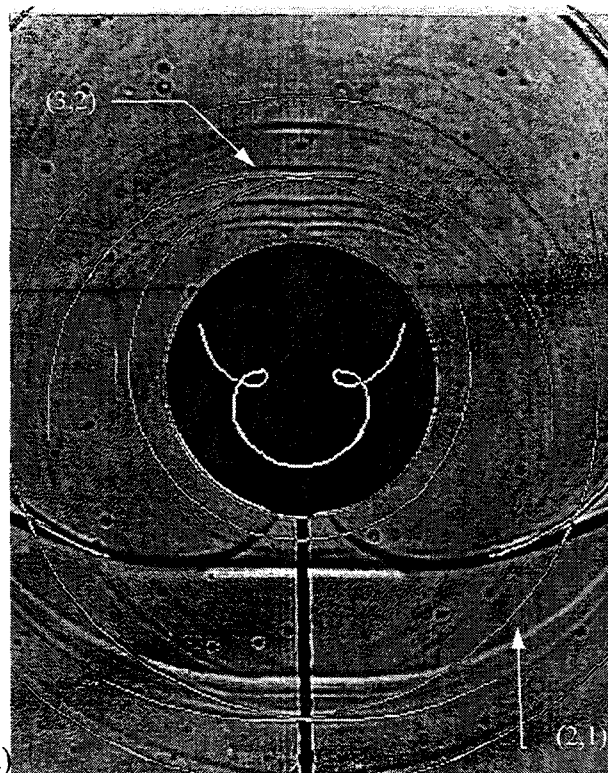
a)



b)



c)



d)

Fig. 3.2.2 La majeure partie des ondes ont des parcours géométriques à l'intérieur de la sphère. Connaissant la vitesse des ondes longitudinales et transverses dans le verre, on peut en utilisant les lois de Descartes calculer leur position, et en superposant les résultats aux mesures, les identifier. a) L'onde la plus rapide, qui devance toutes les autres est notée (1,0) et correspond à la traversée en mode longitudinal de la sphère. On repère aussi les zones de croisement (n,0) pour les ondes géométriques longitudinales, (n,n) pour les transverses, (n,m) pour les ondes géométriques présentant des changements de mode. b) pour le même instant on identifie l'onde (2,1) qui correspond à un trajet dans la sphère en mode longitudinal puis à un autre trajet en mode transverse. c) toujours pour le même instant on identifie une onde qui s'est réfléchi deux fois avant de sortir. De ces trois trajets, un a été effectué en mode transverse. (3,1) d) Pour un instant suffisamment éloigné on peut identifier l'onde (3,2) avec au dessus d'elle l'onde (2,1) vue dans une autre position en b).

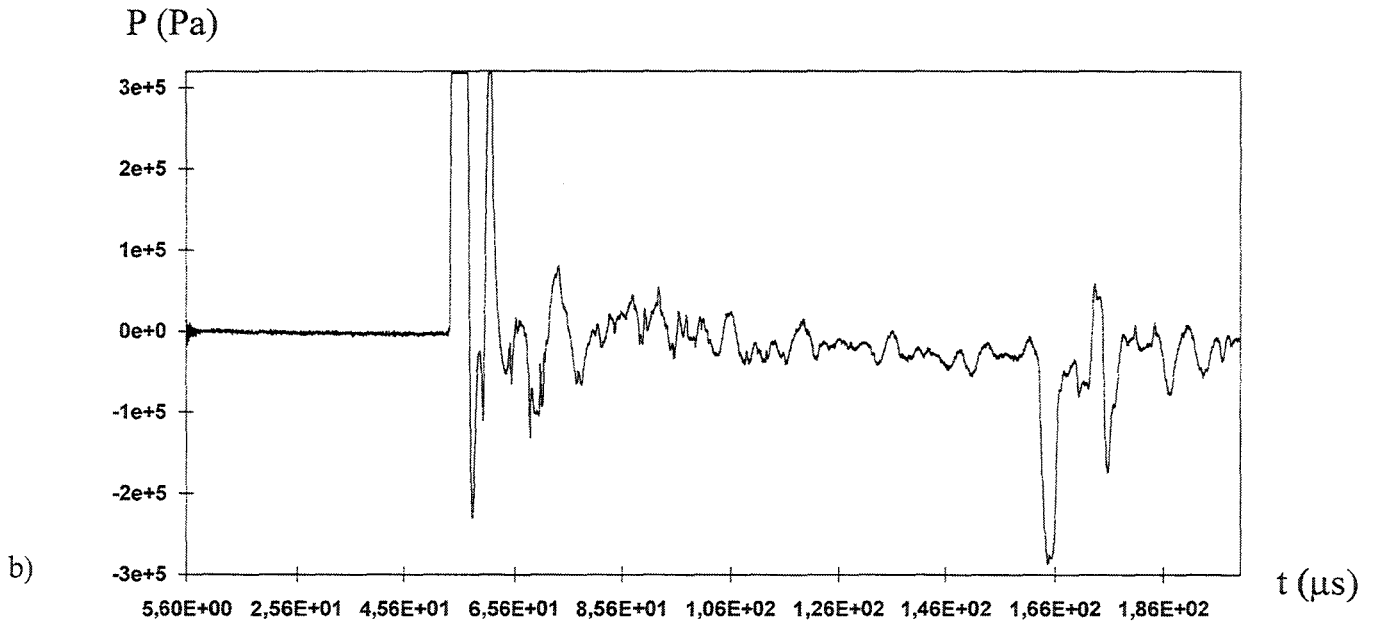
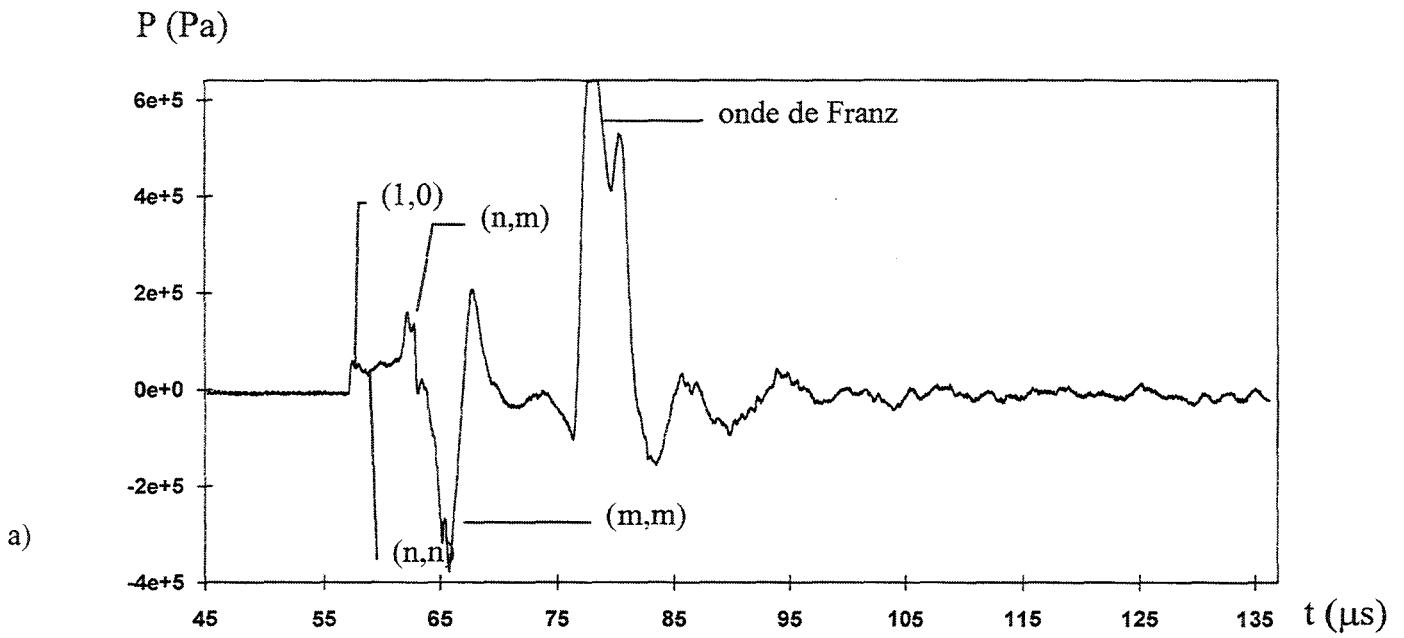


Fig. 3.2.3 a) Mesure de l'onde diffractée par la sphère effectuée en bistatique, la source étant à 180° de l'hydrophone. b) Mesure effectuée avec l'hydrophone à 90° de la source.

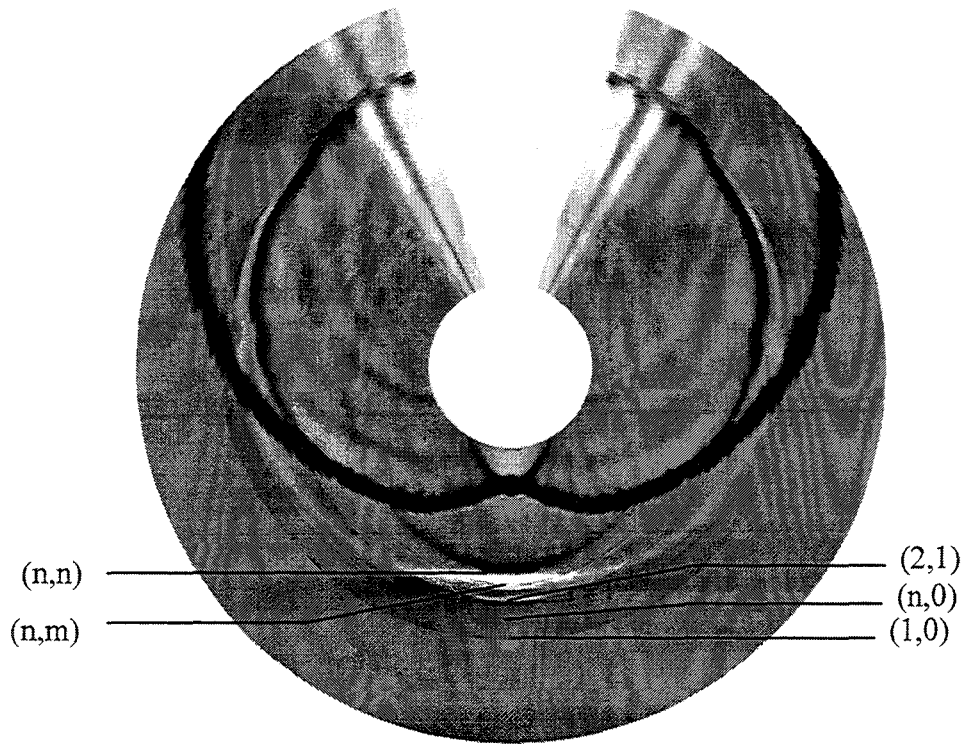


Fig. 3.2.4 Résultat des mesures effectuées tout autour du cylindre par pas de 2° à l'aide d'un hydrophone large bande (40 kHz- 10 MHz). Pour une comparaison plus facile avec les images obtenues, les courbes ont été codées en niveaux de gris et tracées en coordonnées polaires.

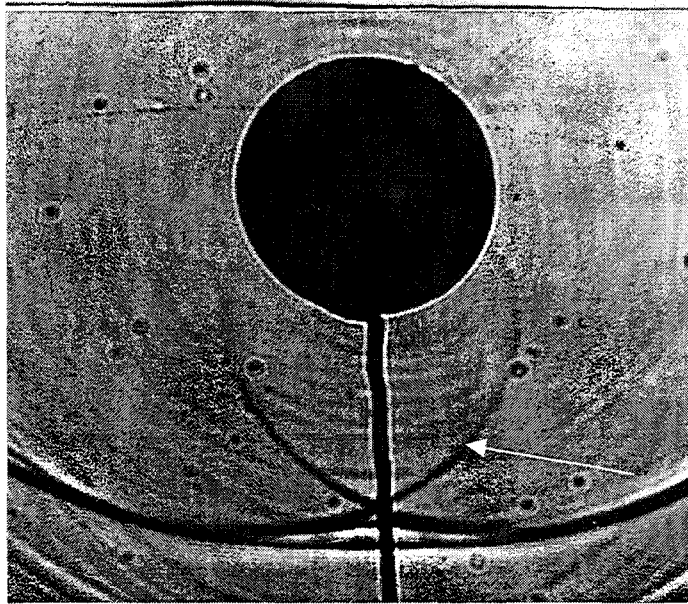


Fig. 3.2.5 ondes de Franz sur une sphère en verre de diamètre 2.5 cm

Toutes ces ondes sont aussi enregistrées par l'hydrophone utilisé en mode bistatique et placé à 180° de la source Fig. 3.2.3. Sur un enregistrement brut, peu d'événements sont absolument identifiables. Néanmoins on localise facilement l'onde (1,0) qui traverse la sphère de part en part en mode longitudinal. De même l'onde de Franz est remarquable par son amplitude. Pour analyser les autres ondes, nous allons nous servir de l'analyse faite sur les images. Pour cela nous allons faire des mesures en bistatique tous les 2 degrés autour de la sphère. puis ces mesures seront codées en niveau de gris et disposées en coordonnées polaires de façon à reconstituer la disposition spatiale du phénomène (voir Fig. 3.2.4). Cette image a la même échelle que les courbes temps-pression classiques. Par conséquent, grâce à la ressemblance graphique, on identifie visuellement les ondes observées sur les images, et grâce à l'équivalence du rayon à l'échelle temporelle, les ondes sont localisées sur les mesures temporelles. De cette manière, les autres ondes ont été identifiées en Fig. 3.2.3.

En plus des ondes géométriques les photos révèlent également la présence d'une onde de surface : l'onde de Franz (Fig. 3.2.5). Il s'agit d'une onde de surface se propageant essentiellement dans le fluide et due à la courbure de l'objet. Sa vitesse est très proche de celle de l'onde incidente et elle est bien visible dans l'ombre géométrique de l'objet. Cette onde est particulièrement bien

visibles sur les visualisations et l'amplitude de la révolution observée est d'autant plus importante que la taille de l'objet est faible [36].

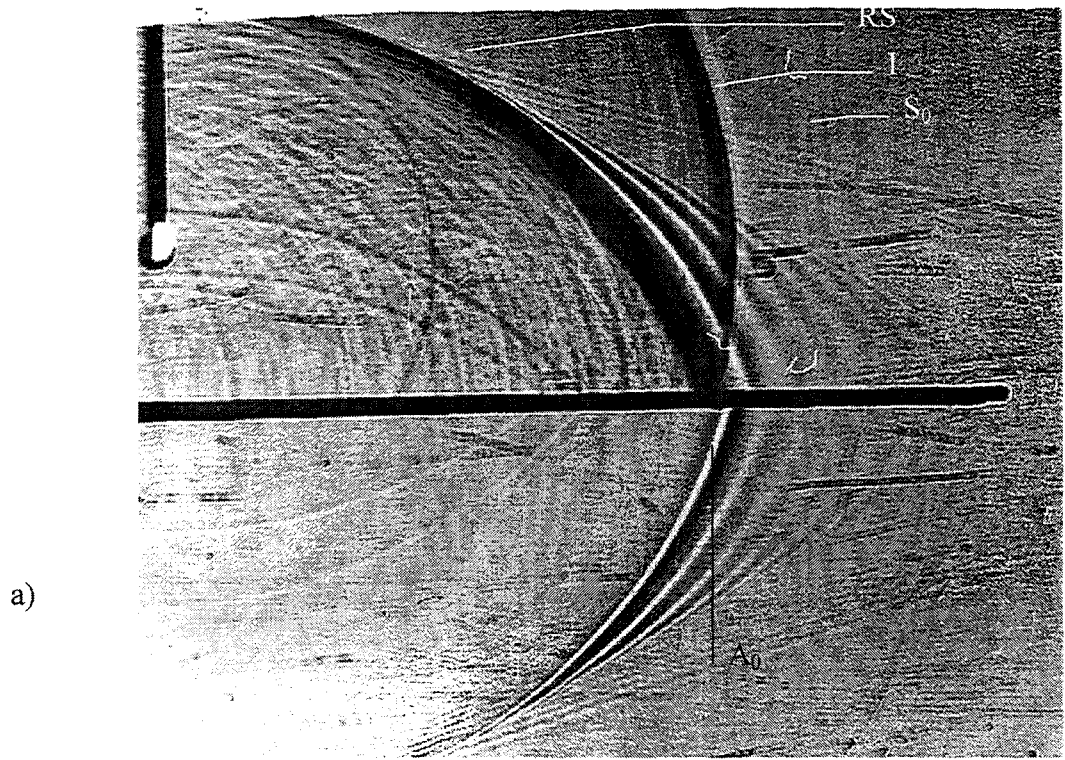
3.3. DIFFUSION PAR UNE PLAQUE

L'étude de la diffusion d'une onde par une plaque immergée est également intéressante pour la compréhension des phénomènes spécifiques aux solides d'épaisseur fine. Les résultats obtenus nous serviront à mieux interpréter les visualisations obtenues dans le cas de coques de formes complexes. Ceci nous permettra en outre de valider les méthodes de mesures développées à partir des images, par comparaison aux résultats de calculs abondamment développés dans la littérature.

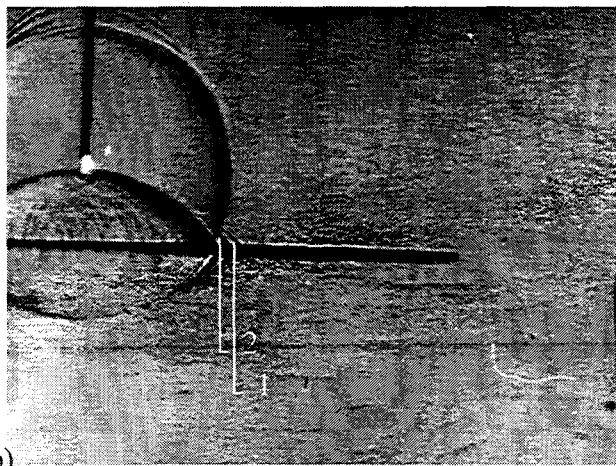
Dans l'expérience de la Fig. 3.3.1 a, la source est placée à 2 cm d'une plaque de 1 mm d'épaisseur de 30 cm de long et 10 cm de large. Plusieurs types d'ondes différents, séparables en fonction de leur vitesse et de leur forme sont observées. On reconnaît tout d'abord aisément l'onde incidente I et la réflexion spéculaire RS. Il est ensuite possible d'observer deux ondes qui ont anticipé l'onde incidente et qui possèdent la forme caractéristique des ondes latérales (ondes de tête). Le rayonnement dans l'eau de la plus rapide se présente sous la forme de fronts d'ondes fins, alors que le rayonnement dans l'eau de la seconde, plus lente, se présente sous la forme d'une onde étalée composée de franges alternativement claires et sombres. Nous allons à présent rechercher l'interprétation de chacune de ces deux ondes.

3.3.1. L'ONDE DE LAMB S_0

La vitesse de propagation de l'onde la plus rapide dans la plaque est de 5300 m/s, ce qui correspond à l'angle de réémission dans le fluide $\theta = 16^\circ$. l'onde de tête associée se présente sous la forme d'un front d'onde très fin (Fig. 3.3.1.a) ne présentant pas d'étalement de dispersion, ce qui nous indique que la vitesse de groupe est proche de la vitesse de phase. Nous pensons qu'il s'agit de l'onde de Lamb S_0 . Les courbes de dispersion (Fig. 3.3.2) montrent que cela correspond aux basses fréquences de l'onde S_0 .



a)



b)

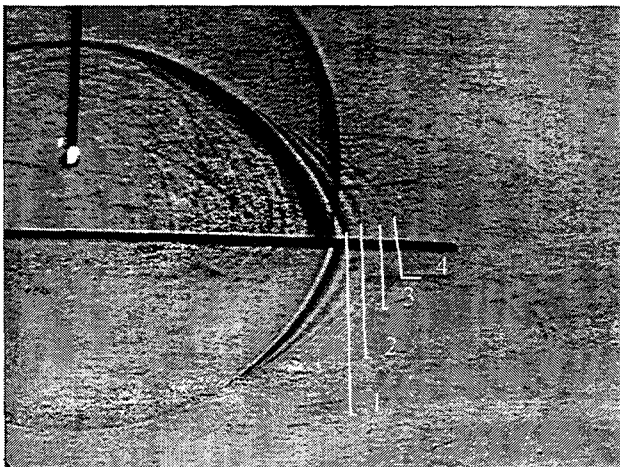


Fig. 3.3.1 a) Image du rayonnement d'une plaque insonifiée par une onde sphérique ;les images montrent : I onde incidente, RS réflexion spéculaire, l'onde A_0 et l'onde S_0 . b) et c) multiplication des lignes équiphasés qui compense la différence entre les vitesses de phase et la vitesse de groupe.

III.3.2.L'ONDE DE LAMB A_0

a. Considérations qualitatives

La deuxième onde rayonnée dans l'eau correspond à une onde propagée dans le solide, plus lente que la précédente. L'onde rayonnée dans l'eau est formée de large franges alternativement blanches et noires qui traduisent un important élargissement d'impulsion si on la compare à la finesse du front d'onde incident ou encore à l'onde rayonnée dans l'eau par l'onde S_0 . Cette caractéristique laisse penser à un phénomène de dispersion, ce que nous allons valider dans les paragraphes qui suivent.

1. Cas d'une onde harmonique

Si l'on supposait dans un premier temps que l'onde se propageant dans le solide était sinusoïdale de pulsation ω et de vitesse de phase v_ϕ , alors l'onde plane rayonnée dans le fluide se présenterait sur une photographie prise à un instant donné Fig. 3.3.3.a sous la forme de lignes parallèles alternativement blanches et noires avec une direction de propagation θ définie par le rapport vitesses de phase v_ϕ sur vitesse de propagation dans l'eau c_0 selon l'expression :

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\Delta y}{\Delta x} \quad (3.1.1)$$

et

$$\sin \theta = \frac{c_0}{c_{ph}}$$

on en déduit que :

$$c_{ph} = c_0 \sqrt{\frac{(\operatorname{tg} \theta)^2 + 1}{(\operatorname{tg} \theta)^2}} = c_0 \sqrt{\frac{\left(\frac{\Delta y}{\Delta x}\right)^2 + 1}{\left(\frac{\Delta y}{\Delta x}\right)^2}} \quad (3.1.3)$$

La distance entre deux franges noires consécutives représente la longueur d'onde dans l'eau λ_0 qui permet d'identifier la fréquence de l'onde se propageant dans le solide et la mesure de l'angle θ permet de remonter à la vitesse de phase v_ϕ . Nous constatons que si la vitesse de phase augmente, alors l'angle d'inclinaison θ augmente également.

2. *Cas d'une onde impulsionnelle*

Nos mesures expérimentales correspondent quant à elles à une excitation impulsionnelle et le front d'onde incident se présente sous la forme d'un quasi-dirac. Si la propagation dans le milieu solide s'effectuait sans dispersion alors l'onde propagée conserverait sa forme impulsionnelle avec un élargissement de signature limité aux contributions dues à l'atténuation.

Si nous supposons au contraire que la propagation de cette onde dans le solide s'effectue de façon dispersive avec des vitesses de groupe v_g supérieures aux vitesses de phases v_ϕ , alors la distance séparant la position des équiphasés et la limite la plus avancée du groupe s'accroît (Fig 3.3.1.b), l'espace intermédiaire se comblant par de nouvelles franges. Enfin, comme l'onde rayonnée dans le fluide peut être considérée comme la superposition des ondes planes correspondant à chaque composante fréquentielle du spectre du signal, l'allure spatiale doit résulter des interférences entre une série d'ondes planes, dont l'inclinaison relativement au solide augmente avec la fréquence et inversement à la longueur d'onde dans l'eau. L'ensemble de ces considérations semble en accord qualitatif avec les observations. Nous allons donc à présent étudier de façon plus précise ces considérations.

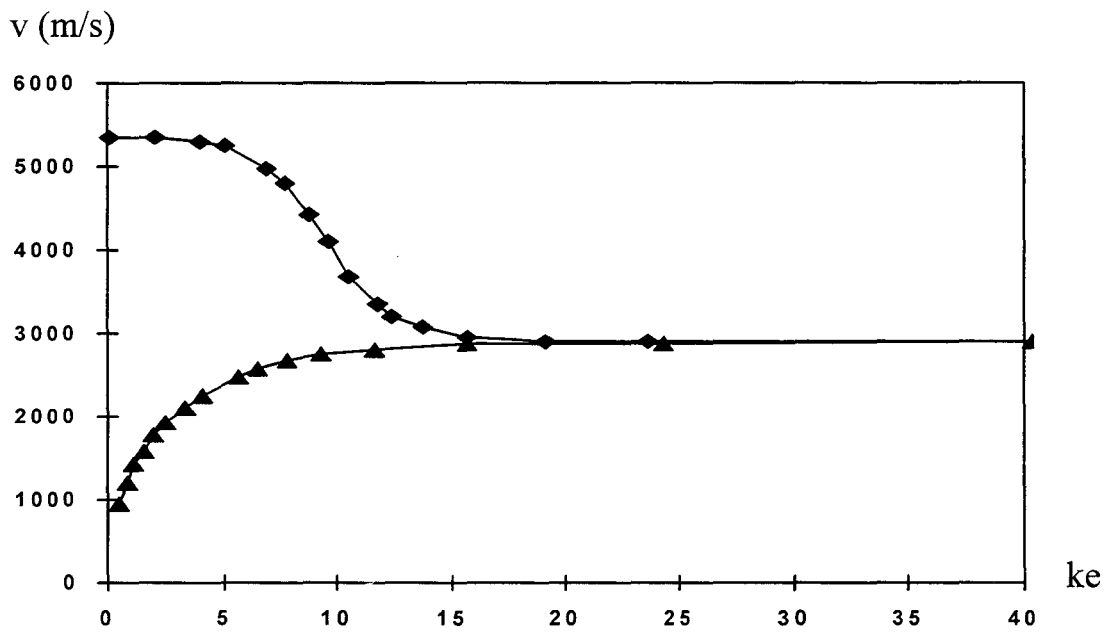
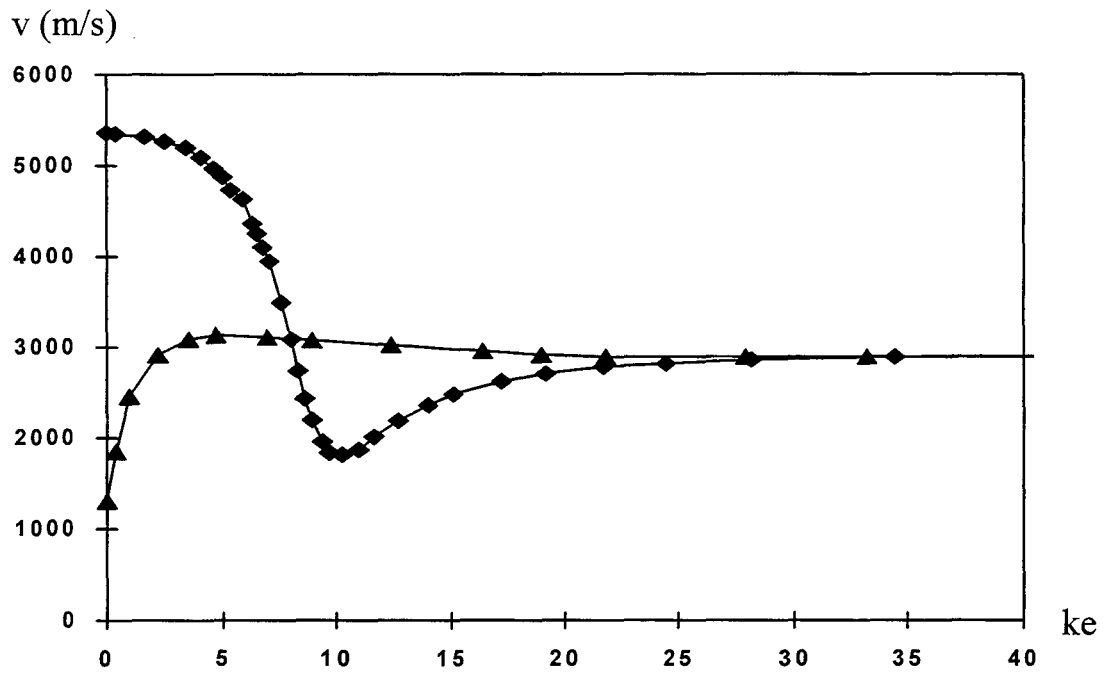


Fig 3.3.2.a) Vitesse de groupe des ondes S_0 et A_0 b) vitesse de phase des ondes A_0 et S_0 extraites des courbe de Sessarego et al. [41]

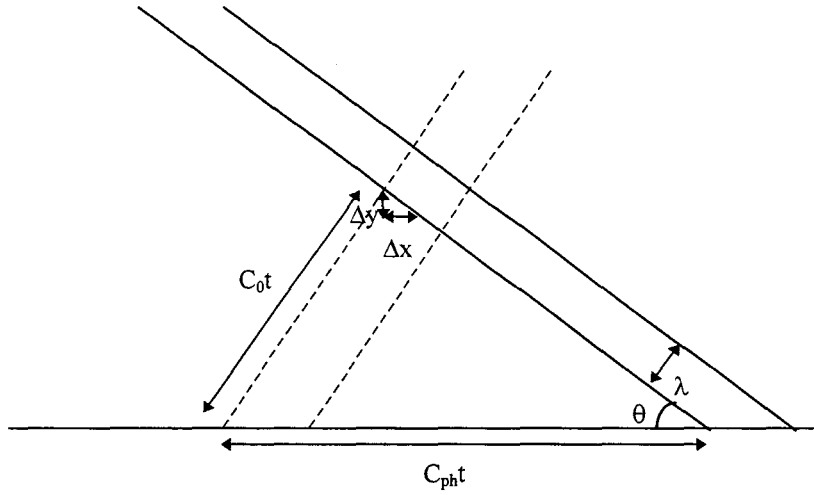


Fig. 3.3.3.a) Mesure de la vitesse de phase. C_0 vitesse du son dans l'eau. C_{ph} vitesse de phase de l'onde dans le solide. λ longueur d'onde réelle pour la fréquence mesurée. λ_{ap} approximation de la longueur d'onde.

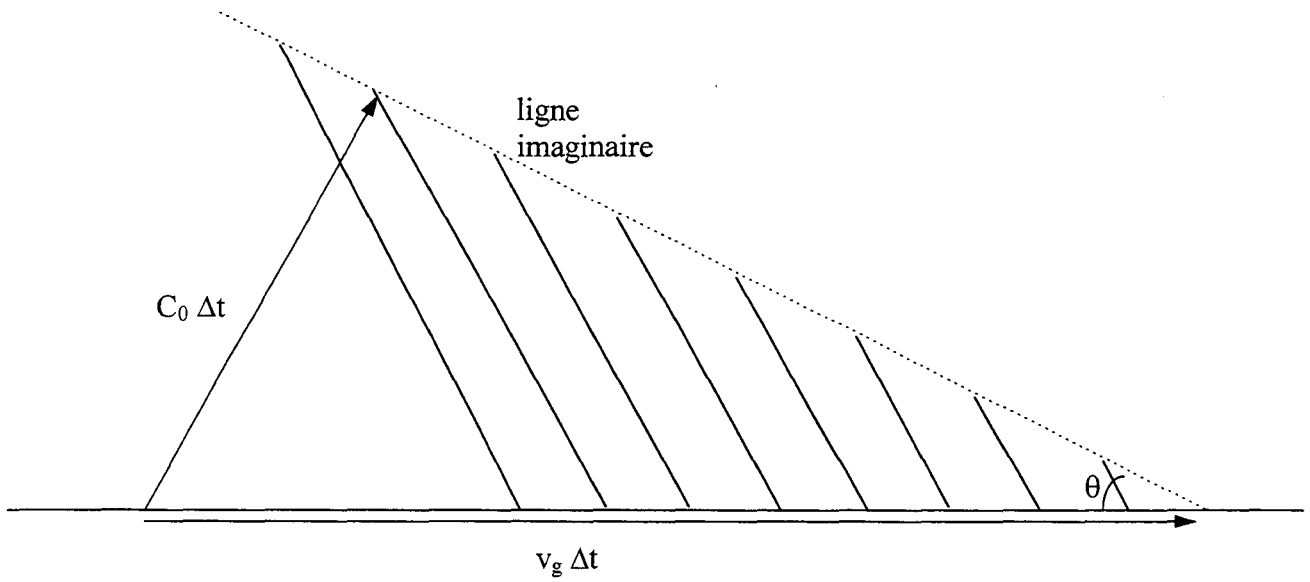


Fig 3.3.3.b) Méthode de mesure de la vitesse de groupe en utilisant la limite des lignes équiphases. v_g vitesse de groupe ; C_0 vitesse du son dans l'eau.

3. *Mesure de la vitesse de groupe*

A partir de la courbe de dispersion obtenue par les mesures de vitesse de phase, on peut calculer les vitesses de groupe. Mais la vitesse de groupe peut également se mesurer directement sur les images. Elle correspond à la vitesse à laquelle se propage l'ensemble de la perturbation. En principe, il est possible de la mesurer en considérant sur deux images différentes la position du point le plus avancé de l'onde. Cependant, il s'est révélé plus fiable de mesurer l'angle formé par la droite limite des lignes équiphases (Fig. 3.3.3.b) en utilisant les mêmes techniques que pour les mesures de vitesses de phases.

b. **Considérations détaillées**

1. *Technique d'extraction de la courbe de dispersion à partir de la première équiphase observée sur les photographies*

Supposons que la plaque est disposée dans le plan (xoz) et qu'à l'instant $t = 0$, se produit le long de la ligne $x = 0$ une impulsion en pression qui provoque la propagation d'ondes de LAMB dans la plaque ainsi qu'une émission dans l'eau. Cette impulsion de pression est la superposition d'une infinité d'ondes sinusoïdales planes dans toutes les directions du plan xoy et à toutes les fréquences. Nous noterons $P = P_0 \sin(\omega t + \phi)$ l'onde plane émise dans l'eau, correspondant à la composante du spectre de pulsation ω .

1. *Recherche de l'équation de la première courbe équiphase*

Nous allons donc calculer en nous aidant de la figure (Fig. 3.3.4) l'équation de la ligne équiphase pour laquelle $\phi = 0$, correspondant à la composante fréquentielle ω . Avec les notations de la figure 3.3.4, les points de cette ligne équiphase s'écriront en fonction des lois de Snell-Descartes :

$$y = \operatorname{tg}(\theta)(-x + c_{ph}t) \quad (3.3.8)$$

et l'on a

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{1}{\sqrt{\frac{c_{ph}^2}{c_0^2} - 1}} \quad (3.3.9)$$

Cette équation montre la relation entre la direction de propagation de l'onde dans le liquide et la vitesse de phase dans le solide. Comme les ondes de Lamb sont dispersives, à chaque fréquence correspond une direction de propagation. Les franges observées sur les images pour les ondes dispersives sont formées en un point par les interférences correspondant aux différentes composantes spectrales de l'onde incidente. Donc pour calculer ces courbes équiphases nous devons calculer les points d'intersection entre les lignes équiphases.

Si l'on considère les deux fréquences ω_1 et ω_2 , les équations décrivant les droites correspondantes sont (Fig. 3.3.4):

$$\begin{cases} y_1 = \operatorname{tg}(\theta(\omega_1))(-x_1 + c_{ph}(\omega_1)t) \\ y_2 = \operatorname{tg}(\theta(\omega_2))(-x_2 + c_{ph}(\omega_2)t) \end{cases} \quad (3.3.10)$$

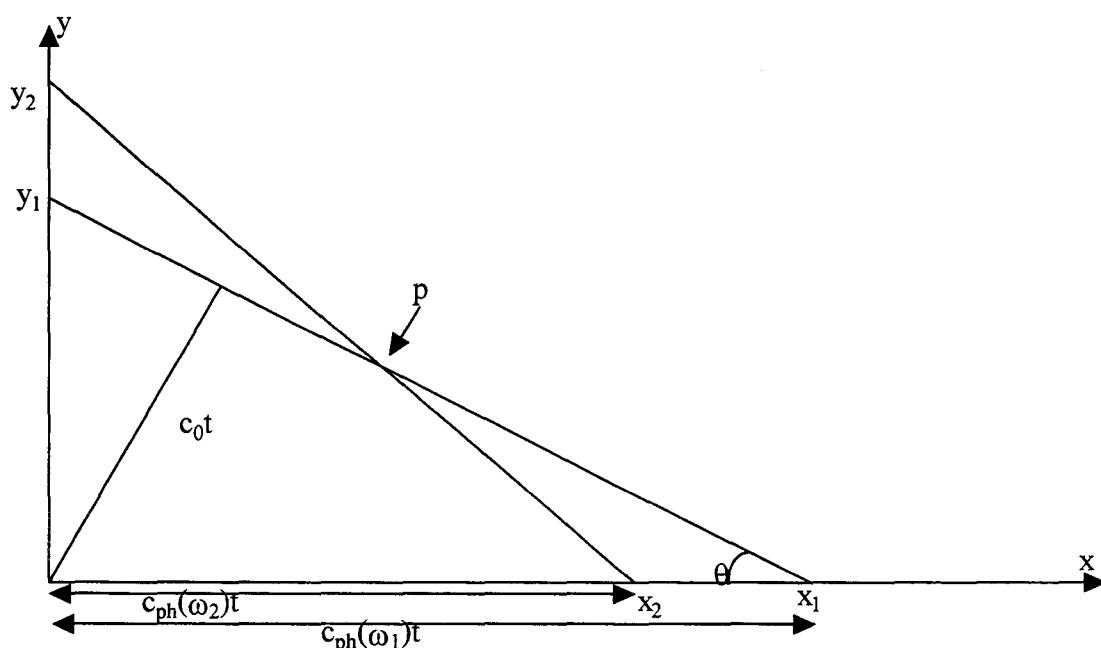


Fig 3.3.4. Lignes équiphases pour deux fréquences ω_1 et ω_2 et pour la phase $\phi = \phi_0$, phase en $x = 0$ pour $t = 0$; p , point d'intersection et faisant partie des courbes équiphases visibles sur les images.

Le point d'intersection $p(x,y)$ se trouve facilement en posant $y = y_1 = y_2$, $x = x_1 = x_2$ et en résolvant le système d'équation, ce qui fournit :

$$y = \frac{(c_{ph}(\omega_1) - c_{ph}(\omega_2))t}{\frac{1}{\text{tg}(\theta(\omega_1))} - \frac{1}{\text{tg}(\theta(\omega_2))}} \quad (3.3.11)$$

En utilisant l'équation (3.3.9) on obtient une nouvelle expression de y en fonction des vitesses de phase c_{ph} qui dépendent elles mêmes de la fréquence.

$$y = \frac{(c_{ph}(\omega_1) - c_{ph}(\omega_2))t}{\sqrt{\left(\frac{c_{ph}(\omega_1)}{c_0}\right)^2 - 1} - \sqrt{\left(\frac{c_{ph}(\omega_2)}{c_0}\right)^2 - 1}} \quad (3.3.12)$$

Cette équation nous donne la valeur du point d'intersection de deux droites équiphases pour deux fréquences quelconques. Les ondes dispersives dispersives de Lamb ont un spectre continu. Elles résultent de la superposition d'ondes se déduisant les unes des autres par variation continue de ω . Ainsi la superposition d'une onde de pulsation ω_1 et $\omega_1 + d\omega$ correspond à la limite de y quand ω_1 tend vers ω_2 . Pour calculer cette limite il nous faut simplifier l'expression de y afin de lever l'indétermination lorsque ω_1 tend vers ω_2 . L'expression peut s'écrire sous la forme :

$$y = \frac{\left(\sqrt{c_{ph}^2(\omega_1) - c_0^2} + \sqrt{c_{ph}^2(\omega_2) - c_0^2}\right)c_0t}{(c_{ph}(\omega_1) + c_{ph}(\omega_2))} \quad (3.3.13)$$

Ce qui donne pour $\omega_1 = \omega_2 = \omega$

$$y = c_0t \sqrt{1 - \left(\frac{c_0}{c_{ph}(\omega)}\right)^2} \quad (3.3.14)$$

Cette relation donne donc la position atteinte à l'instant t par l'enveloppe de la famille d'ondes étudiées paramétrée par ω . C'est donc bien des points contigus atteints à l'instant t par une onde élémentaire avec la phase $\phi = 0$. Nous appellerons cette courbe la première courbe équiphase ou

courbe $\phi = 0$. En un point (x, y) fixé à $t = \text{cste}$ la vitesse de phase de l'onde élémentaire correspondante est donc donnée par :

$$c_{ph}(\omega) = \frac{c_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{y}{c_0 t}\right)^2}} \quad (3.3.15)$$

De même, en utilisant l'équation (3.3.8) on a l'expression de x en fonction de y

$$x = -\frac{y}{\text{tg}(\theta)} + c_{ph}t \quad (3.3.16)$$

et en remplaçant $\text{tg}(\theta)$ par sa valeur tirée de l'équation (3.3.9) on obtient :

$$x = c_{ph}t \left(1 - \left(\frac{y}{c_0 t}\right)^2 \right) = \frac{c_0^2 t}{c_{ph}} \quad (3.3.17)$$

En utilisant les équations (3.3.17) et (3.3.15) on obtient donc l'équation finale correspondant à la première courbe équiphasé :

$$x = c_0 t \sqrt{1 - \left(\frac{y}{c_0 t}\right)^2} \quad (3.3.18)$$

qui peut s'écrire :

$$y = c_0 t \sqrt{1 - \left(\frac{x}{c_0 t}\right)^2} \quad (3.3.19)$$

2. *Grandeur mesurée par notre technique de mesure de vitesse de phase*

Ayant l'expression mathématique de la courbe équiphasé, nous allons montrer que l'application de nos méthodes de mesures à cette courbe nous permet d'obtenir la vitesse de phase de chacune des composantes fréquentielles de l'onde considérée. Nous allons mesurer comme sur les photos la dérivée de cette courbe et lui appliquer le même traitement qu'aux données tirées des photos. Cette dérivée s'écrit :

$$\frac{\partial y}{\partial x} = \frac{-x}{c_0 t \sqrt{1 - \left(\frac{x}{c_0 t}\right)^2}} \quad (3.3.20)$$

L'équation (3.3.19) permet de simplifier l'expression de la dérivée et l'on a

$$\frac{\partial y}{\partial x} = \frac{-x}{y} \quad (3.3.21)$$

On constate que c'est la valeur qui est mesurée sur la première courbe équiphase et qui sert à calculer les vitesses de phase. En la remettant dans l'équation qui nous sert à faire les mesures de vitesses on peut alors savoir la grandeur que l'on mesure. Pour cela nous allons écrire la dérivée en fonction de la vitesse de phase, et pour cela on écrit x en fonction de la vitesse de phase en utilisant les équations (3.3.14) et (3.3.17) ce qui donne:

$$x = \frac{c_0^2 t}{c_{ph}(\omega)} \quad (3.3.22)$$

A l'aide de l'équation (3.3.22) et de (3.3.14) on écrit alors la dérivée :

$$\frac{\partial y}{\partial x} = - \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{c_{ph}(\omega)}{c_0}\right)^2 - 1}} \quad (3.3.23)$$

Ainsi en appliquant la relation que l'on utilise pour le calcul des vitesses (3.1.3), nous obtenons la relation entre la vitesse réelle $c_{ph}(\omega)$ et la vitesse mesurée c pour les mesures effectuées sur la première courbe équiphase.

$$c = c_0 \frac{\sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)^2 + 1}}{\left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)^2} = c_0 \frac{\sqrt{\left(1 + \left(\frac{c_{ph}(\omega)}{c_0}\right)^2 - 1\right) \left(\frac{c_{ph}(\omega)}{c_0}\right)^2 - 1}}{\left(\frac{c_{ph}(\omega)}{c_0}\right)^2 - 1} = c_{ph}(\omega) \quad (3.3.24)$$

Il suffit donc de mesurer en chaque point l'angle que forme la première courbe équiphase par rapport à la surface de la cible sur les photographies pour obtenir la vitesse de phase $c_{ph}(\omega)$. Le

déplacement le long des franges permet de balayer les composantes fréquentielles du spectre et d'obtenir par conséquent l'ensemble de la courbe de dispersion expérimentale.

2. *Technique d'extraction de la courbe de dispersion à partir des équiphases secondaires observées sur les photographies*

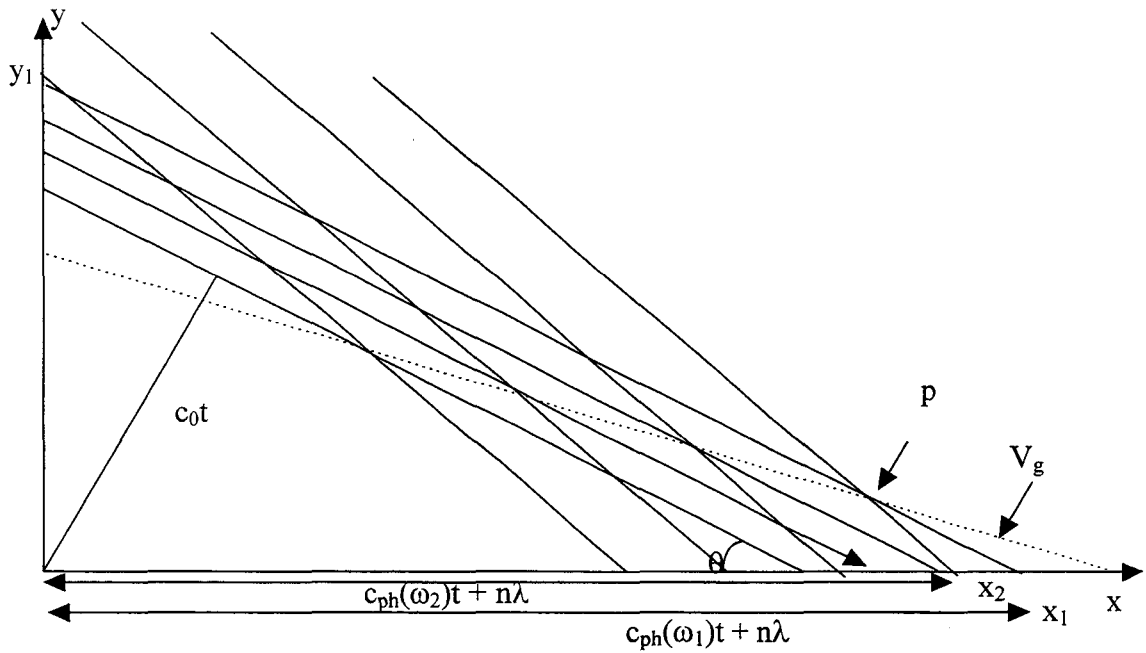


Fig 3.3.5. Lignes équiphases pour deux fréquences ω_1 et ω_2 et pour la phase $f = f_0$, phase en $x = 0$ pour $t = 0$; p , point d'intersection et faisant partie des courbes équiphases visibles sur les images. On remarque aussi la droite imaginaire V_g qui traduit la position qu'aurait une la ligne équiphase d'une onde se déplaçant à une vitesse égale à la vitesse de groupe dans le cas où ω_1 et ω_2 sont infiniment proches

Nous pouvons étendre le calcul réalisé dans le paragraphe précédant aux autres lignes équiphases. Les équations sont proches de celles obtenues dans le cas de la première équiphase. Si nous choisissons par exemple l'emplacement où interfèrent les maxima ou les minima, ils sont séparés d'un nombre n entier de longueurs d'ondes. Suivant le schéma de la figure (Fig. 3.3.5) nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} y_1 = \operatorname{tg}(\theta(\omega_1))(-x_1 + c_{ph}(\omega_1))\left(t + \frac{n 2 \pi}{\omega_1}\right) \\ y_2 = \operatorname{tg}(\theta(\omega_2))(-x_2 + c_{ph}(\omega_2))\left(t + \frac{n 2 \pi}{\omega_2}\right) \end{cases} \quad (3.3.24)$$

Les points d'intersections de ces droites forment les lignes équiphasés que l'on voit sur les images et sont donnés par l'équation suivante :

$$y = \frac{\left(\sqrt{c_{ph}^2(\omega_1) - c_0^2} + \sqrt{c_{ph}^2(\omega_2) - c_0^2}\right)c_0 t}{(c_{ph}(\omega_1) + c_{ph}(\omega_2))} + 2\pi n \frac{\frac{c_{ph}(\omega_1)}{\omega_1} - \frac{c_{ph}(\omega_2)}{\omega_2}}{\frac{1}{\operatorname{tg}(\theta(\omega_1))} - \frac{1}{\operatorname{tg}(\theta(\omega_2))}} \quad (3.3.25)$$

le deuxième membre de cette équation se divise en deux parties :

$$A = \frac{\left(\sqrt{c_{ph}^2(\omega_1) - c_0^2} + \sqrt{c_{ph}^2(\omega_2) - c_0^2}\right)c_0 t}{(c_{ph}(\omega_1) + c_{ph}(\omega_2))} \quad (3.3.26)$$

et

$$B = 2\pi n \frac{\frac{c_{ph}(\omega_1)}{\omega_1} - \frac{c_{ph}(\omega_2)}{\omega_2}}{\frac{1}{\operatorname{tg}(\theta(\omega_1))} - \frac{1}{\operatorname{tg}(\theta(\omega_2))}} \quad (3.3.27)$$



la partie A est aisément reconnaissable car on la retrouve dans l'équation (3.3.13). On sait alors que lorsque ω_1 tend vers ω_2 cette partie tendra vers la valeur donnée par l'équation (3.3.14) :

$$A = c_0 t \sqrt{1 - \left(\frac{c_0}{c_{ph}(\omega)}\right)^2} \quad (3.3.28)$$

De même on constate que la deuxième partie B s'écrit en fonction de la première sous la forme :

$$B = A \frac{1}{t} 2\pi n \frac{\frac{c_{ph}(\omega_1)}{\omega_1} - \frac{c_{ph}(\omega_2)}{\omega_2}}{c_{ph}(\omega_1) - c_{ph}(\omega_2)} \quad (3.3.29)$$

Or, nous savons que $k = \frac{\omega}{c}$ c'est à dire que B peut aussi s'écrire :

$$B = 2\pi n \frac{A \left(\Delta \left(\frac{1}{k} \right) \right)}{t \Delta c_{ph}} \quad (3.3.30)$$

Donc la valeur de B lorsque ω_1 tend vers ω_2 est :

$$B = -2\pi n \frac{A}{t} \frac{1}{\frac{\partial c_{ph}}{\partial k} k^2} \quad (3.3.31)$$

Si on note V_g la vitesse de groupe [37], on a par définition $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ et on constate que :

$$\frac{\partial c}{\partial k} k^2 = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k} \frac{1}{k} + \frac{\partial}{\partial k} \left(\frac{1}{k} \right) \omega \right) k^2 = V_g k - \omega \quad (3.3.32)$$

D'où l'on tire l'écriture finale de l'équation d'une équiphase secondaire :

$$y = c_0 \sqrt{1 - \left(\frac{c_0}{c_{ph}(\omega)} \right)^2} \left(t - \frac{2\pi n}{V_g(\omega) k - \omega} \right) \quad (3.3.33)$$

Contrairement au cas de la première courbe équiphase nous pouvons constater qu'il n'y a pas une écriture unique de y en fonction x pour tous les cas. Dans certaines conditions de vitesse il n'y a pas d'intersection entre les lignes de phases relatives aux différentes fréquences.

C'est pour cela que nous nous limiterons à un cas particulier dans lequel la vitesse de groupe est constante. Nous verrons ensuite que ce cas s'accorde bien avec le type d'onde que nous visualisons.

1. Cas d'une onde dispersive de vitesse de groupe constante

Nous verrons que ce modèle convient bien dans notre cas à l'onde A_0 . Dire que la vitesse de groupe d'une onde est constante quelle que soit la fréquence revient à poser que :

$$\alpha = V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (3.3.34)$$

c'est à dire que :

$$\omega = \alpha k + \omega_0 \quad (3.3.35)$$

$$k = \frac{\omega - \omega_0}{\alpha} \quad (3.3.36)$$

$$c = \frac{\alpha \omega}{\omega - \omega_0} \quad (3.3.37)$$

Dans ce cas particulier, y s'écrit sous la forme :

$$y = c_0 \sqrt{1 - \left(\frac{c_0}{c_{ph}(\omega)} \right)^2} \left(t - \frac{2\pi n}{\omega_0} \right) \quad (3.3.38)$$

Connaissant y nous pouvons écrire x en fonction de la vitesse de phase en remplaçant y dans l'une des expressions (3.3.24) par sa nouvelle expression (3.3.38). on obtient :

$$x = \frac{c_0^2}{c_{ph}(\omega)} \left(t + \frac{2\pi n}{\omega_0} \right) - \frac{2\pi n \alpha}{\omega_0} \quad (3.3.39)$$

Nous pouvons donc écrire l'équation générale des lignes équiphases pour ce type de dispersion en écrivant ω en fonction de x et en remplaçant ω dans l'expression de y. On a alors :

$$\omega = \frac{-c_0^2 \omega_0 \left(t + \frac{2\pi n}{\omega_0} \right)}{\alpha x - c_0^2 t - 2\pi n \left(\frac{c_0^2 - \alpha^2}{\omega_0} \right)} \quad (3.3.40)$$

$$y = c_0 \left(t - \frac{2\pi n}{\omega_0} \right) \sqrt{1 + \left(\frac{c_0}{\alpha} \right)^2 \left(\frac{\alpha \omega_0 \left(x + \frac{2\pi n \alpha}{\omega_0} \right)}{-c_0^2 \omega_0 \left(t + \frac{2\pi n}{\omega_0} \right)} \right)^2} \quad (3.3.41)$$

Nous pouvons alors vérifier que l'angle d'inclinaison de la ligne équiphase résultant de la superposition de toutes les composantes fréquentielles permet de remonter à la vitesse de phase.

La pente de la ligne équiphase est donnée par :

$$\frac{\partial y}{\partial x} = -\frac{x + \frac{2\pi n\alpha}{\omega_0}}{y} \quad (3.3.42)$$

Ecrit en fonction de la vitesse de phase cela donne :

$$\frac{\partial x}{\partial y} = \frac{\left(\frac{c_0^2}{c_{ph}(\omega)} \left(t + \frac{2\pi n}{\omega_0} \right) - \frac{2\pi n\alpha}{\omega_0} \right) + \frac{2\pi n\alpha}{\omega_0}}{c_0 \sqrt{1 - \left(\frac{c_0}{c_{ph}(\omega)} \right)^2 \left(t + \frac{2\pi n}{\omega_0} \right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{c_0}{c_{ph}(\omega)} \right)^2}} \quad (3.3.43)$$

Or l'équation (3.1.3) nous donne l'expression de la grandeur c , mesurée sur les photographies. On peut alors montrer en combinant l'équation (3.1.3) à (3.3.43), que $c=c_{ph}$.

$$c = c_0 \sqrt{\frac{\left(\frac{\partial x}{\partial y} \right)^2 + 1}{\left(\frac{\partial x}{\partial y} \right)^2}} = c_0 \sqrt{\frac{\left(1 + \left(\frac{c_{ph}(\omega)}{c_0} \right)^2 - 1 \right) \left(\left(\frac{c_{ph}(\omega)}{c_0} \right)^2 - 1 \right)}{\left(\frac{c_{ph}(\omega)}{c_0} \right)^2 - 1}} = c_{ph}(\omega) \quad (3.3.44)$$

Nous avons donc montré que dans le cas où la vitesse de groupe est constante, la valeur de la vitesse mesurée est exacte.

Nous pouvons voir Fig. 3.3.6 que considérer que la vitesse de groupe est constante n'entraîne pas d'erreurs notables. Sur cette figure où les courbes de dispersions tirées de références différentes [38] [39] ont été normalisées par rapport à l'épaisseur de la plaque et donc présentées en fonction de k_1e , on s'aperçoit que l'approximation vitesse de groupe constante suit parfaitement la courbe de dispersion de l'onde A_0 pour une coque vibrant dans le vide.

Notre méthode de mesure étant ainsi totalement validée nous pouvons donc l'appliquer et les mesures de courbes de dispersions sont présentées Fig. 3.3.7. Ces mesures identifient formellement nos ondes dispersives comme étant des ondes A_0 car seule l'onde de Lamb A_0 a le même domaine de vitesse et de fréquences.

3. *Reconstruction des franges équiphases par le calcul*

Pour achever cette partie nous avons souhaité vérifier que les motifs de franges alternativement blanches et noires observées sur les photographies expérimentales pouvaient effectivement être reconstruites à partir de la superposition d'ondes planes dont les caractéristiques sont déterminées par les courbes de dispersions mesurées à l'aide des techniques présentées ci-dessus (Fig. 3.3.8.b). Nous prendrons aussi pour la figure (Fig. 3.3.8.c), l'hypothèse de la vitesse de groupe constante quel que soit la fréquence. Cette hypothèse se traduit mathématiquement par la condition :

$$\frac{\partial \omega}{\partial k} = \alpha \quad (3.3.1)$$

avec α constante. On en déduit que :

$$\omega = \alpha k + \omega_0 \quad (3.3.2)$$

avec ω_0 constante. La vitesse de phase pour chaque fréquence est alors donnée par :

$$c_{ph} = \frac{\alpha \omega}{\omega - \omega_0} \quad (3.3.3)$$

Etant donné que toutes les ondes ont été créées dans la plaque à partir du même instant on doit poser une phase égale pour toutes, à l'instant t_0 . Chaque point du liquide se trouve à une position $M(x,y)$ telle que l'onde a parcouru une distance x_p dans le solide et a émis une perturbation dans l'eau qui elle même a parcouru une distance d dans le liquide. La loi de Snell-Descartes nous dit que les distances x_p et d sont telles que :

$$x_p + \cos(\theta)d = x \quad (3.3.4)$$

$$\sin(\theta)d = y \quad (3.3.5)$$

$$\text{avec } \theta = \arcsin(c_1/c_{ph}(\omega)) \quad (3.3.6)$$

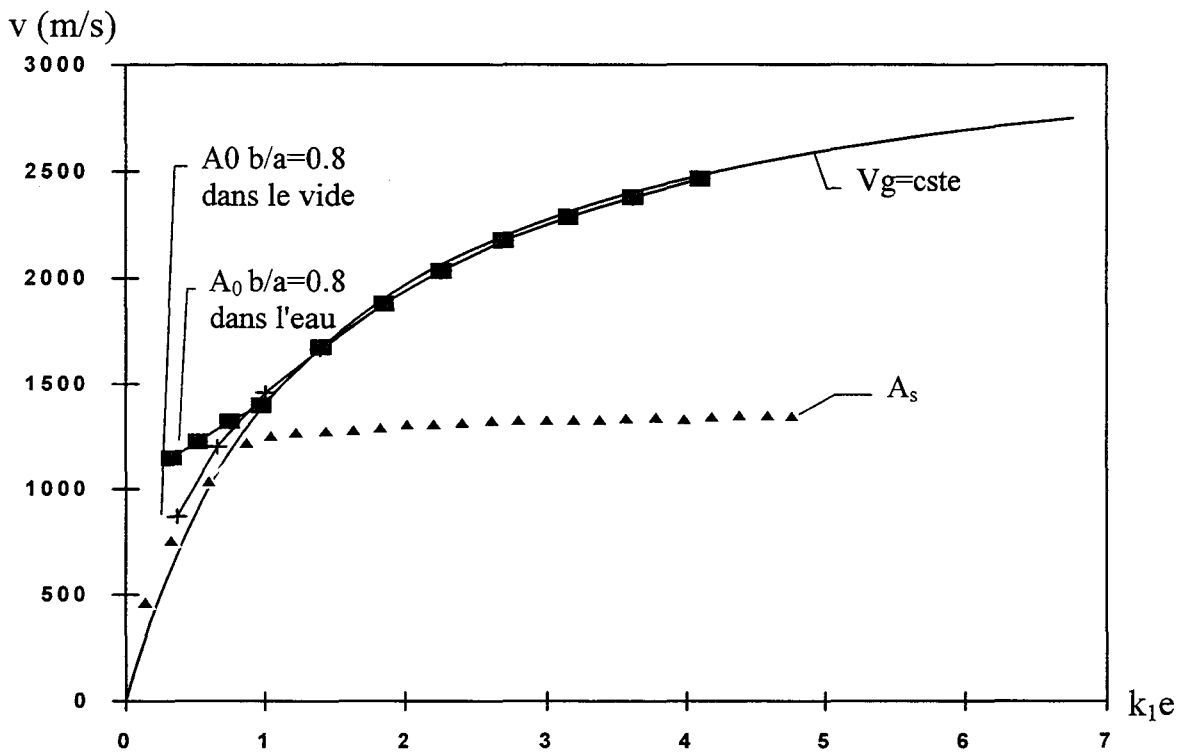
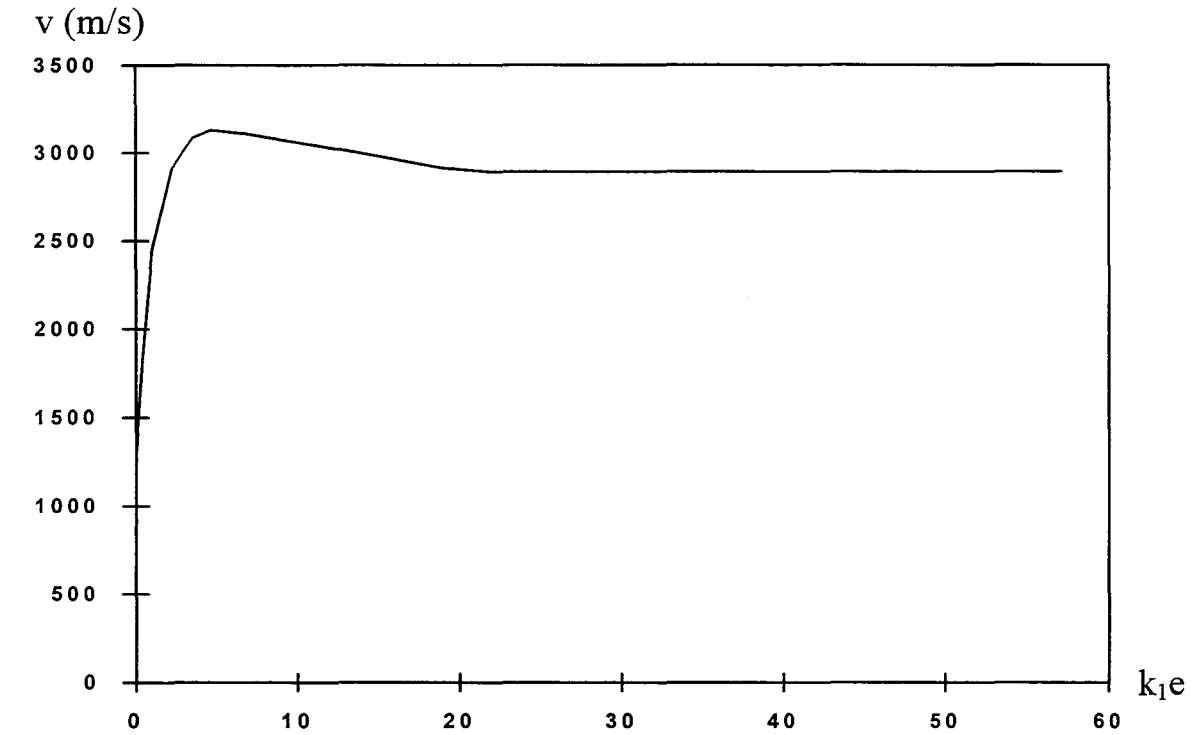


Fig. 3.3.6 Justification de l'approximation $V_g=cste$; a) vitesse de groupe de l'onde A_0 tirée des courbes de Sessarego et al.[41]. Il s'agit du cas d'une plaque entièrement immergée. b) Vitesse de phase pour une onde de vitesse de groupe constante, comparée aux courbes de dispersion de l'onde A_0 pour une coque de $b/a=0.8$, dans le vide et dans l'eau (tirées de Maze et al.[38]).

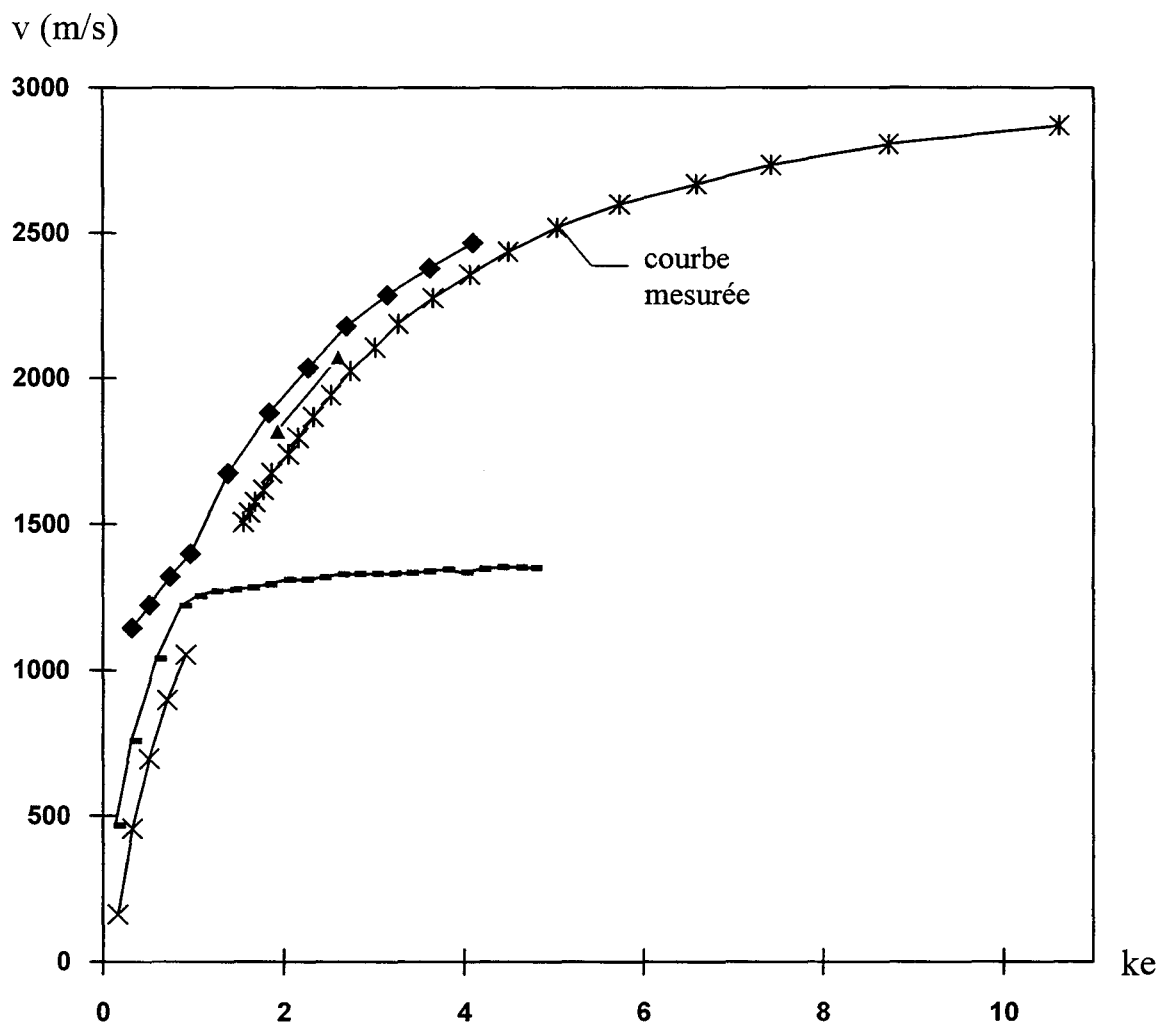


Fig. 3.3.7 Courbe de dispersion obtenue à partir de la photo fig. 3.3.1.a, en appliquant notre méthode d'extraction des fréquences et vitesses de phases. Elle est comparée aux calculs de Maze et al.[38] et Talmant et al. [39]

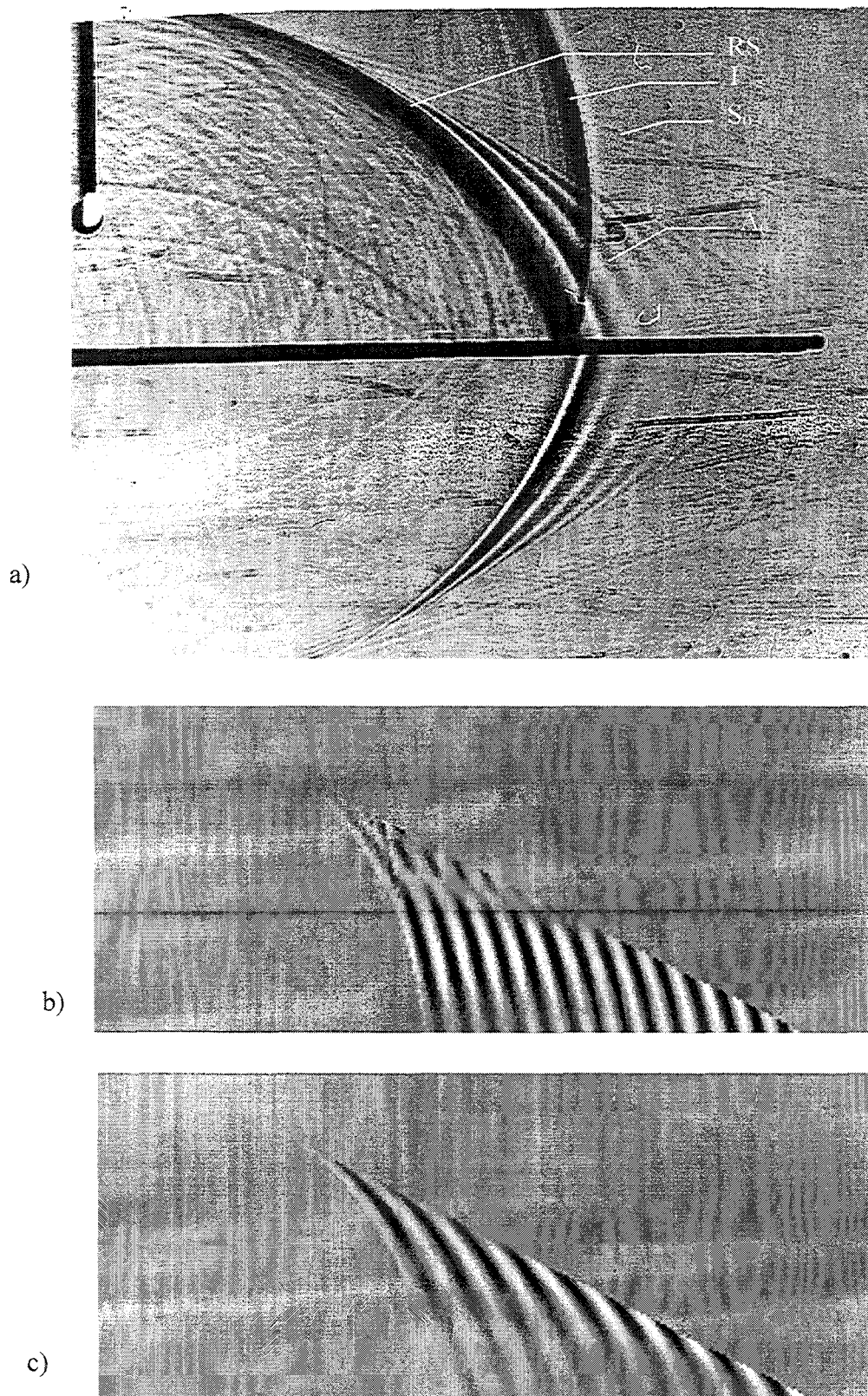


Fig. 3.3.8 a) Image du rayonnement d'une plaque insonifiée par une onde sphérique ; les images montrent : l'onde incidente, RS réflexion spéculaire, l'onde A_0 et l'onde S_0 . b) Cette image est obtenue à partir de la courbe de dispersion mesurée sur les photos. c) Calcul du motif formé par des ondes dispersives ayant une vitesse de groupe constante et des caractéristiques de vitesse proche de l'onde de Lamb A_0 .

Chaque onde plane composant l'impulsion initiale s'écrit donc :

$$A \sin\left(\omega\left(t - \frac{x_p(\omega)}{c_{ph}(\omega)} - \frac{d(\omega)}{c_1}\right)\right) \quad (3.3.7)$$

La figure 3.3.1.b présente le résultat obtenu numériquement de la superposition de toutes les composantes contenues dans le spectre du signal. Cette figure est en accord avec l'allure observée sur la photographie Fig. 3.3.8.a. La même construction peut-être faite à partir de la courbe de dispersion (Fig. 3.3.7) obtenue à partir des mesures effectuées sur l'onde. Il n'est pas étonnant que la courbe de dispersion obtenue soit proche de celle qui correspond à une vitesse de groupe constante. En effet, pour une coque située dans le vide, la courbe de dispersion de l'onde A_0 a quasiment une vitesse de groupe constante. Pour une plaque dans l'eau, les modifications de la courbe de dispersion de l'onde A_0 résultent de la présence de l'onde de Stoneley-Scholte aussi appelée onde A_s et se traduisent par une répulsion des deux courbes de dispersion à l'endroit où elles devraient se croiser (X. L. Bao et al.[40]) Ces modifications sont assez localisées et n'affectent pas les fréquences plus élevées. Ainsi, l'approximation $V_g = \text{cste}$ reste valable sur nos mesures.

III.4. DIFFRACTION PAR UN TUBE

Le cas des coques constitue l'étape qui suit naturellement celui des plaques. Il s'agira de reconnaître les ondes qui sont communes aux cas de la plaque et de la coque et de trouver les spécificités relatives à chacune des deux configurations. Il nous faudra également adapter notre moyen de mesure des vitesses de phase aux surfaces courbes. La géométrie de la cible n'est pas a priori favorable compte tenu de la sphéricité de l'onde d'excitation. Cela permettra donc de confirmer l'intérêt de la méthode pour des formes de cibles complexes. Il y a plusieurs façons d'insonifier la cible. Nous nous limiterons à deux configurations préservant les symétries, que nous considérerons successivement :

- l'excitation avec la source sur l'axe de symétrie de la cible appelée excitation axiale.

- l'excitation avec la source perpendiculaire à l'axe de symétrie de la cible appelée excitation normale.

Nous allons cependant considérer dans un premier temps l'adaptation de notre méthode de dépouillement photographique au cas des surfaces d'objets courbes.

III.4.1. ADAPTATION DE LA TECHNIQUE D'EXTRACTION DES COURBES DE DISPERSION AU CAS DES SURFACES D'OBJET COURBES

Si la surface de l'objet est courbe et l'onde se propageant dans la cible suit cette surface, la procédure de calcul de la vitesse de l'onde est légèrement différente. Nous allons à présent détailler la méthode utilisée.

a. Description mathématique de la surface de l'objet

Dans nos expériences, la courbure des cibles est toujours du type circulaire. Dans ces conditions, la surface de la cible est mise en équation à partir de trois points relevés sur l'image prise en schlieren ou en ombroscopie. Les coordonnées sont directement fournies par la place des pixels sur l'image digitalisée. A partir de ces trois points, en résolvant le système d'équation suivant :

$$\begin{cases} x^2 + y^2 + \alpha^2 + \beta^2 - 2\alpha x - 2\beta y = R^2 \\ u^2 + v^2 + \alpha^2 + \beta^2 - 2\alpha u - 2\beta v = R^2 \\ m^2 + l^2 + \alpha^2 + \beta^2 - 2\alpha m - 2\beta l = R^2 \end{cases}$$

on en déduit les coordonnées du centre du cercle $c(\alpha, \beta)$:

$$\alpha = \frac{(x^2 + y^2) - (u^2 + v^2) - 2\beta(y - v)}{2(x - u)}$$

$$\beta = \frac{(u^2 + v^2) - (m^2 + l^2) - 2\beta(u - m)}{2(v - l)}$$

c'est à dire que
$$\beta = \frac{(u^2 + v^2)(x - m) - (m^2 + l^2)(x - u) - (x^2 + y^2)(u - m)}{2[(v - l)(x - u) - (y - v)(u - m)]};$$

La valeur du rayon est, quant à elle obtenue en utilisant l'une des trois équations de départ.

b. Mise en équation d'un segment de droite pris sur une courbe équiphase

Comme nous nous servons de la courbe équiphase pour faire les calculs de vitesse, il nous faut relever chaque point. La courbe équiphase apparaît sur les images comme la ligne sombre ou claire définissant l'onde. Chaque intervalle entre deux points successifs forme un segment de droite dont l'angle avec la surface de l'objet sera estimé. Le relevé de ces points est relativement aisé sur une image digitalisée, en utilisant les positions des pixels comme coordonnées des points. Mais cela induit aussi des erreurs de positionnement des points qui sont d'autant plus importantes que la distance entre les points est faible. En effet lorsque la ligne passe entre deux pixels, en choisissant l'un ou l'autre de ces pixels, on commet une erreur qui est peu importante sur la position mais énorme sur la dérivée de la courbe. Elle est d'autant plus grande que les points de mesures sont rapprochés. La nécessité d'avoir un grand nombre de points pour une plus grande précision de mesure nous oblige donc à faire un lissage des courbes par la méthode des moindres carrés par exemple, de manière à réduire les fluctuations de la pente de la courbe. L'équation de chaque morceau de courbe pris entre deux points est alors très simple et de la forme: $y = ax + b$

avec
$$\begin{cases} a = \frac{y_1 - y_2}{x_1 - x_2}; \\ b = y_1 - ax_1 \end{cases} \quad (x_1, y_1) \text{ et } (x_2, y_2) \text{ désignant les coordonnées des pixels considérés sur}$$

l'équiphase.

c. Normale à l'équiphase et intersection avec la surface de la cible - vitesse de phase

Il suffit ensuite, de calculer les points sur la surface du cylindre où cette portion d'onde a été émise. Cela se fait en trouvant le point d'intersection entre la normale à la portion de ligne équiphase et le cercle formé par le profil de la surface (la précision de cette opération est

directement liée à l'espacement entre les points de mesure sur l'équipphase). L'équation de cette droite normale s'écrit :

$$y = a_{norm}x + b_{norm} \quad \text{avec} \quad a_{norm} = -\frac{1}{a}$$

$$b_{norm} = \frac{y_1 + y_2}{2} + \frac{1}{a} \frac{x_1 + x_2}{2}$$

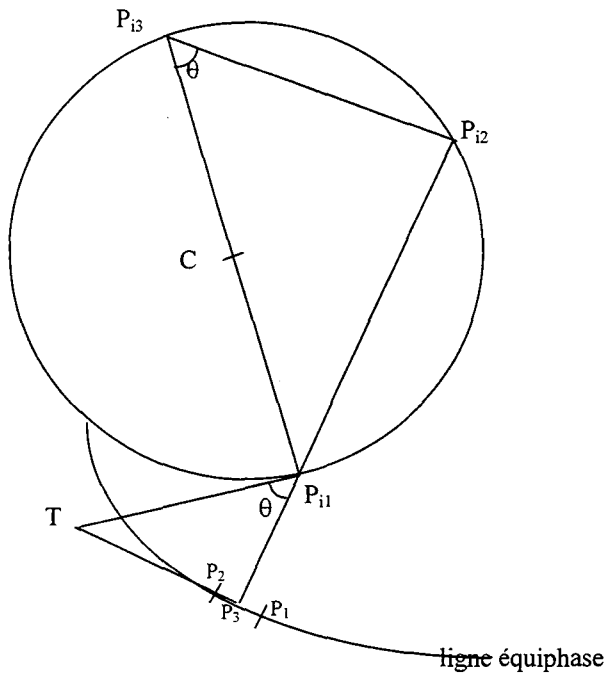


Fig. 3.4.1 Pour chaque morceau d'onde P_1 - P_2 que l'on considère comme une portion d'onde plane, on définit un point milieu P_3 et une normale P_3 - P_{i2} . Les points P_{i1} et P_{i2} se trouvent à l'intersection de la droite P_3 - P_{i2} avec le cercle représentant la surface du tube vue de profil. Le triangle T - P_3 - P_{i1} est semblable au triangle P_{i1} - P_{i2} - P_{i3} et c'est avec ce dernier que les calculs seront effectués. Le triangle T - P_3 - P_{i1} est du même type que ceux utilisés en Fig.3.3.3 a et b, ainsi P_{i1} - T est proportionnel à la vitesse de phase dans la coque et P_{i1} - P_3 est proportionnel à la vitesse du son dans l'eau.

(Pour plus de précision dans les résultats, il faut faire passer cette droite sur le point milieu P_3 des points de mesures définissant un élément de droite équi-phase). Le point d'intersection de la surface de la cible et de la normale à l'onde est donc donné par :

$$(x^2 - 2\alpha x + \alpha^2) + (a_{norm}x + (b_{norm} - \beta)^2) = R^2$$

Cette équation du second degré donne deux solutions correspondant aux deux points d'intersections P_{i1} et P_{i2} . Sur le schéma de la figure. 3.4.1, on s'aperçoit que la droite P_{i1} - P_{i2} et la droite P_{i1} - P_{i3} peuvent être utilisées pour remonter à la vitesse de phase que l'on veut mesurer. En effet, le triangle P_{i1} - P_{i2} - P_{i3} est semblable au triangle $T P_3 P_{i1}$. Or, comme dans le cas de la plaque (Fig. 3.3.3a et b), $P_{i1}P_3 = C_0\Delta t$ et la distance $P_{i1}T = C_{ph} \Delta t$ et correspond au parcours que cette onde aurait suivi si le solide n'était pas courbe.

Ainsi, contrairement aux cibles rectilignes où les ondes restent confinées près de la surface lorsque la vitesse de phase approche celle du son dans l'eau, les cibles présentant des courbures en rayonnant tangentiellement émettent des ondes qui s'éloignent de la surface de la cible. Les mesures sur des surfaces courbes sont plus difficiles du fait de la nécessité de faire les lissages sur des courbes et de trouver sur la cible le point d'émission de l'onde ce qui n'est pas nécessaire dans le cas de cibles rectilignes. La précision n'est pas très élevée, mais se révèle suffisante pour l'identification des différents types d'ondes dont les vitesses caractéristiques sont très distinctes.

III.4.2.DIFFUSION PAR UN TUBE EN EXCITATION NORMALE

Lorsqu'on insonifie le tube suivant une direction normale à son axe de symétrie, à l'aide d'une source dont le rayonnement est lui même sphérique, l'onde incidente aborde la cible sous plusieurs angles différents. En effet si l'on regarde ce qui se passe suivant l'axe de symétrie du cylindre, on a comme dans le cas de la sphère, une onde à symétrie circulaire qui interagit avec un objet à symétrie circulaire. Par contre lorsqu'on regarde le même phénomène suivant un axe perpendiculaire à celui du cylindre on voit plutôt une interaction proche de celle de l'onde

sphérique avec la plaque. Dans un premier temps nous allons étudier séparément ces deux visions du même phénomène.

Lorsque nous analysons les images de l'interaction vues suivant l'axe de symétrie de la cible, nous pouvons facilement repérer les morceaux de l'onde incidente qui passent de part et d'autre de la cible et qui sont liées à la réflexion spéculaire. Dans le prolongement de ces deux ondes on identifie également l'onde de Franz qui part du point de jonction entre l'onde incidente et l'onde réfléchie, et les rattachent à la surface de la cible comme dans le cas de la sphère.

a. L'onde de Lamb A_0

Deux types d'ondes sont aussi clairement visibles en raison de leur différence de vitesse de propagation. Prenons la moins rapide, la photo fig. 3.4.2 montre qu'elle ne commence à se propager que lorsque l'onde incidente atteint une certaine incidence. Quelques instants après, plusieurs oscillations sont visibles et se forment en avant de la première. De part sa forme elle ressemble beaucoup à l'onde Lamb A_0 que l'on voit dans le cas de la plaque. On remarque comme dans le cas de la plaque que la phase que traduit le niveau de gris n'est pas constante sur le front d'onde, traduisant la différence entre les vitesses de phase et les vitesses de groupe. Nous allons donc utiliser la technique d'extraction des surfaces courbes décrite dans le paragraphe précédent pour mesurer la vitesse et la fréquence de ses composantes.

La première vitesse que nous pouvons mesurer est la vitesse de groupe des fréquences les plus élevées et elle correspond à la vitesse des points les plus avancés de l'onde indépendamment de leur phase, c'est donc la vitesse du front d'onde. Celle-ci est constante et sa courbure est uniquement due à la courbure même de la cible. Ce faisant, nous mesurons la vitesse de groupe des plus hautes fréquences qui est d'environ 3300 m/s. Comme vu précédemment, l'angle de l'équiphase avec la surface de la cible dépend de la vitesse de phase de l'onde.

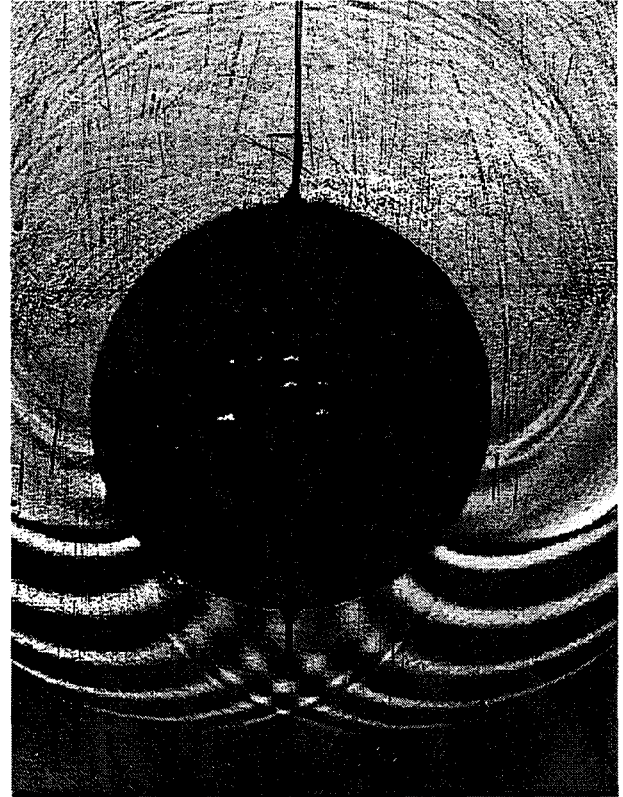
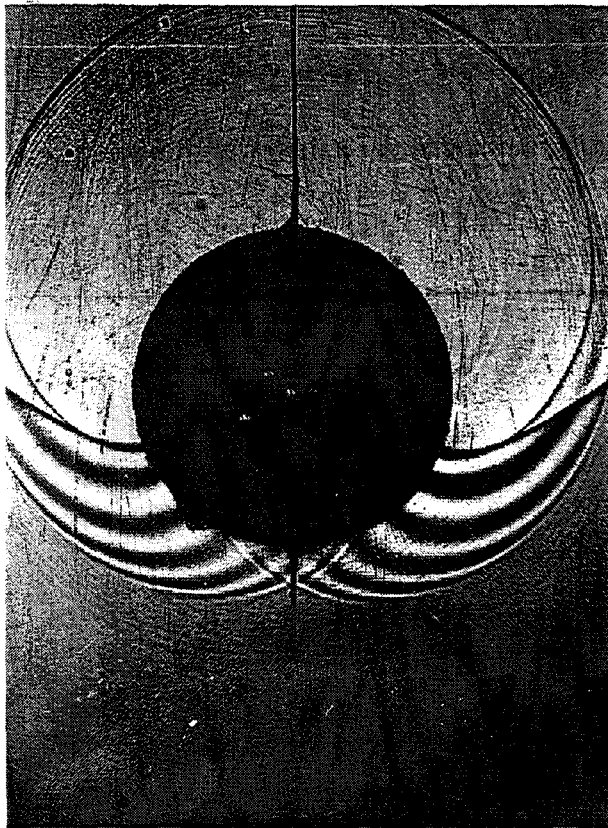
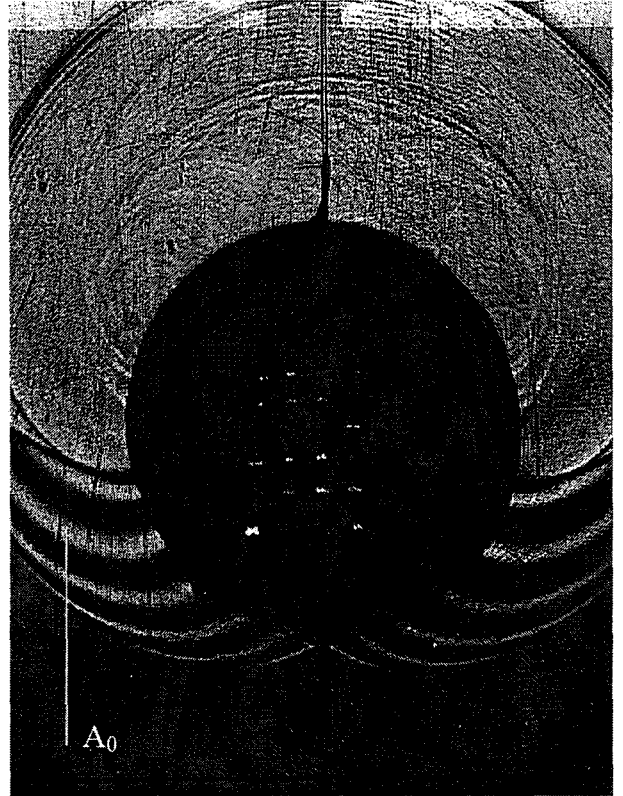
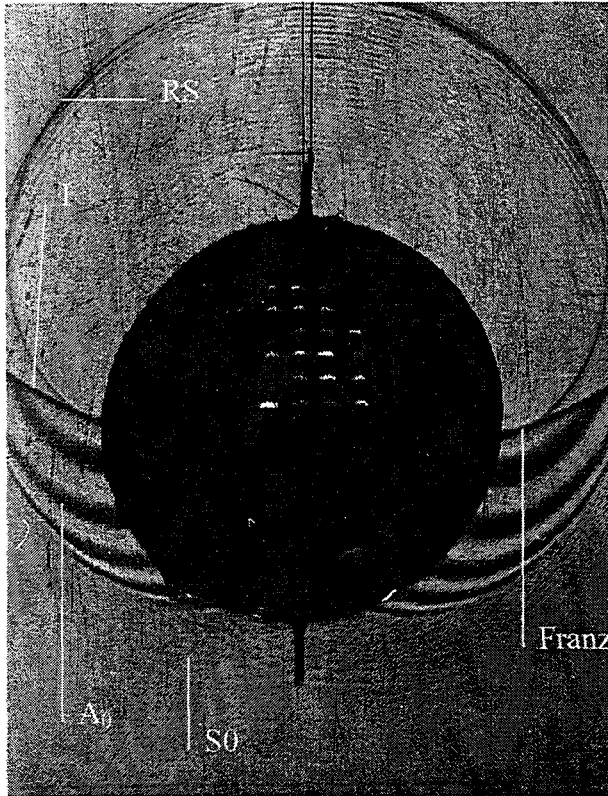
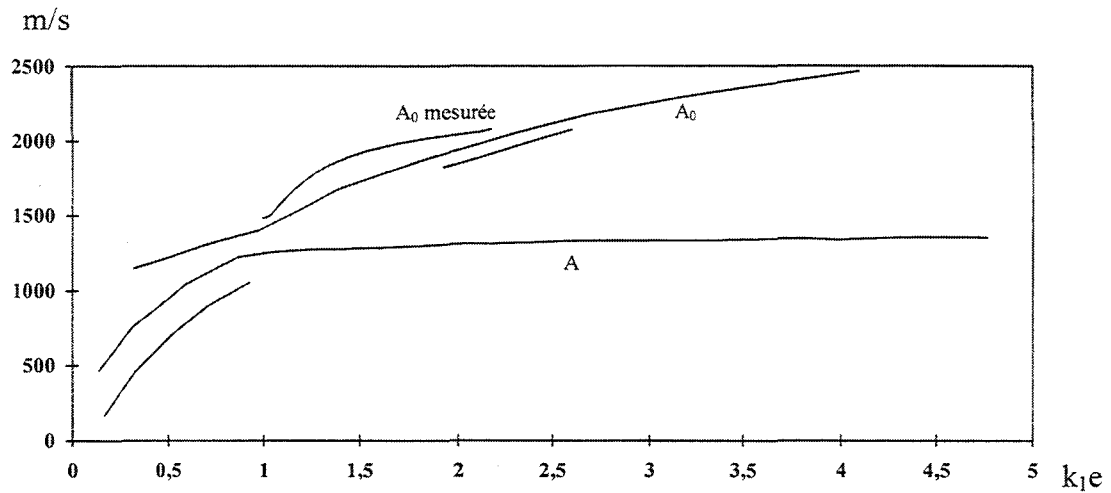
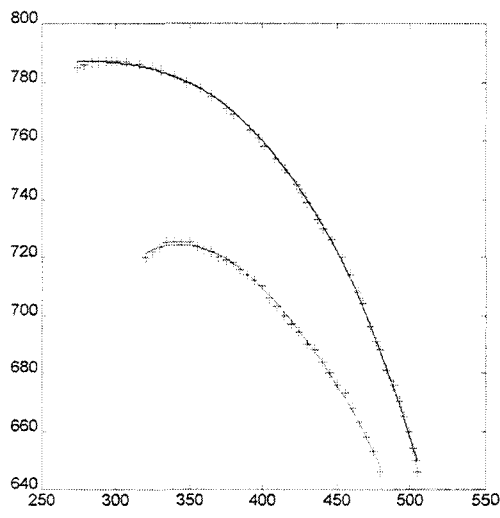


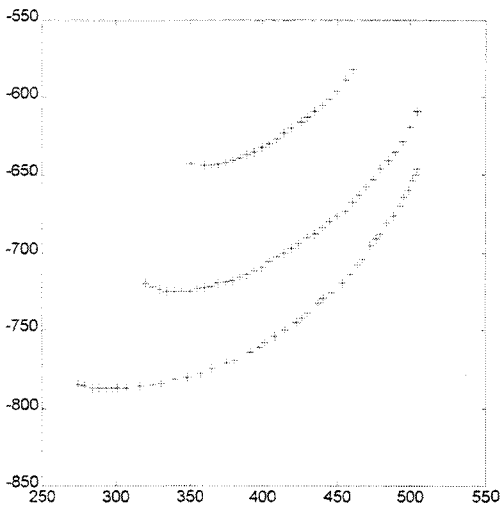
Fig. 3.4.2 Visualisation de la réponse du cylindre en excitation normale. Le cylindre est rempli d'air. En dehors de l'incidente (I), de la réflexion spéculaire (RS) et de l'onde de Franz, on voit l'onde de Lamb antisymétrique A_0 avec une grande amplitude, mais aussi l'onde de Lamb symétrique S_0 de vitesse et de fréquences plus élevées.



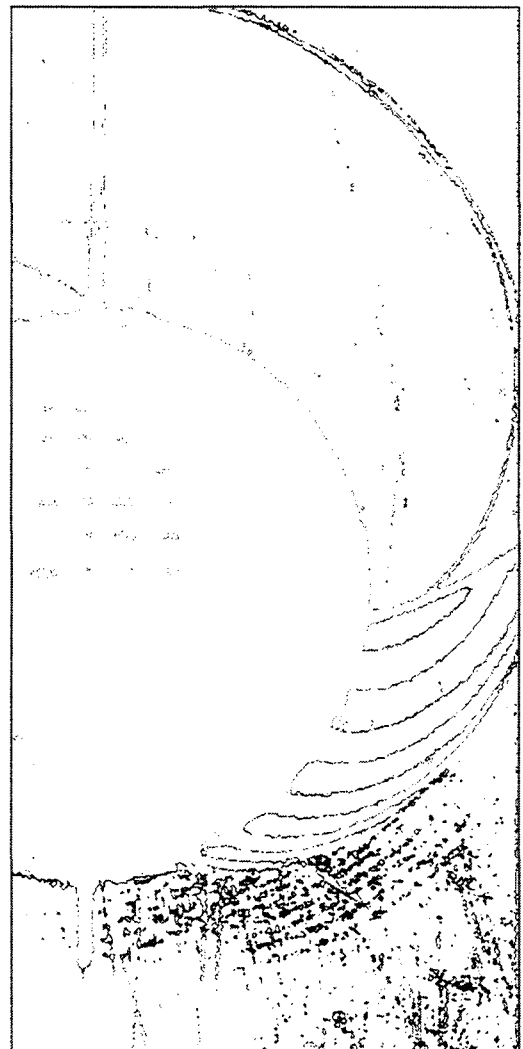
a)



b)



c)



d)

Fig. 3.4.3 Mesure de vitesse et de fréquences sur l'onde de Lamb A_0 du cylindre ; a) courbe de dispersion de l'onde A_0 mesurée en excitation normale et comparée aux calculs de G.Maze[38] et Talmant [39] ; b) interpolation des mesures de position de l'onde ayant permis de faire les calculs de fréquence et de vitesse ; c) points effectivement mesurés sur l'image d) image de la diffraction de l'onde ayant servi à la mesure : un seul niveau de gris a été sélectionné, cela permet de définir les limites de chaque oscillation.

En faisant une série de mesures on peut alors tracer l'évolution de la vitesse en fonction de la fréquence. La figure (Fig. 3.4.2) montre comment un filtrage numérique nous a permis de tirer des images, le contour des lignes équiphasés. A partir de là, les techniques de mesures de vitesses pour les surfaces courbes qui sont décrites au § 3.1.3 sont utilisées et l'on obtient la courbe de dispersion Fig. 3.4.3.b la courbe de dispersion de l'onde photographiée. Par rapport à l'évolution théorique des ondes de Lamb [38] [39] cela permet de l'identifier comme une onde A_0 confirmant ainsi les déductions que l'on pouvait faire de façon qualitative.

b. L'onde de Lamb S_0

On reconnaît aussi les ondes les plus rapides qui sont très proches de celles que l'on a pu voir dans le cas de la plaque. En effet apparaît une série de lignes haute fréquence comme dans le cas de la plaque. On peut poser l'hypothèse que les fréquences plus hautes que celles que l'on voit se déplacent à la même vitesse formant une série de pulses.

On voit contrairement au cas de la plaque que cette onde se superpose à une autre faiblement visible qui forme une ombre en dessous. Cette onde est plus facilement visible sur les enregistrements par hydrophone. C'est donc une pulse large et unique qui fait le tour de la cible. Ces caractéristiques de vitesse et de fréquence correspondent parfaitement à l'onde de Lamb S_0 . Cette onde est dispersive et a en principe des composantes de différentes vitesses comme dans le cas de l'onde A_0 . Si nous observons (Fig. 3.3.2.b) la courbe de dispersion donnée par Sessarego et al. [41] et qui est quasiment la même pour un tube, on constate que l'onde S_0 a deux vitesses de groupe principales, l'une a 5300 m/s et l'autre à la vitesse de l'onde de Rayleigh. Il est raisonnable de penser que la partie que nous observons est la première, la deuxième devant se confondre avec l'onde de Lamb A_0 pour former une onde de Rayleigh à haute fréquence. Elles doivent donc être occultées par la présence de cette dernière. L'analyse des relevés par hydrophone et des spectres de la F.F.T. permet de retrouver les principales caractéristiques de ces deux types d'ondes. Cette dernière expérience a été faite dans les mêmes conditions que la visualisation mais dans un milieu plus grand, le bassin acoustique de l'ISEN, pour éviter l'apparition des échos sur les bords de la cuve.

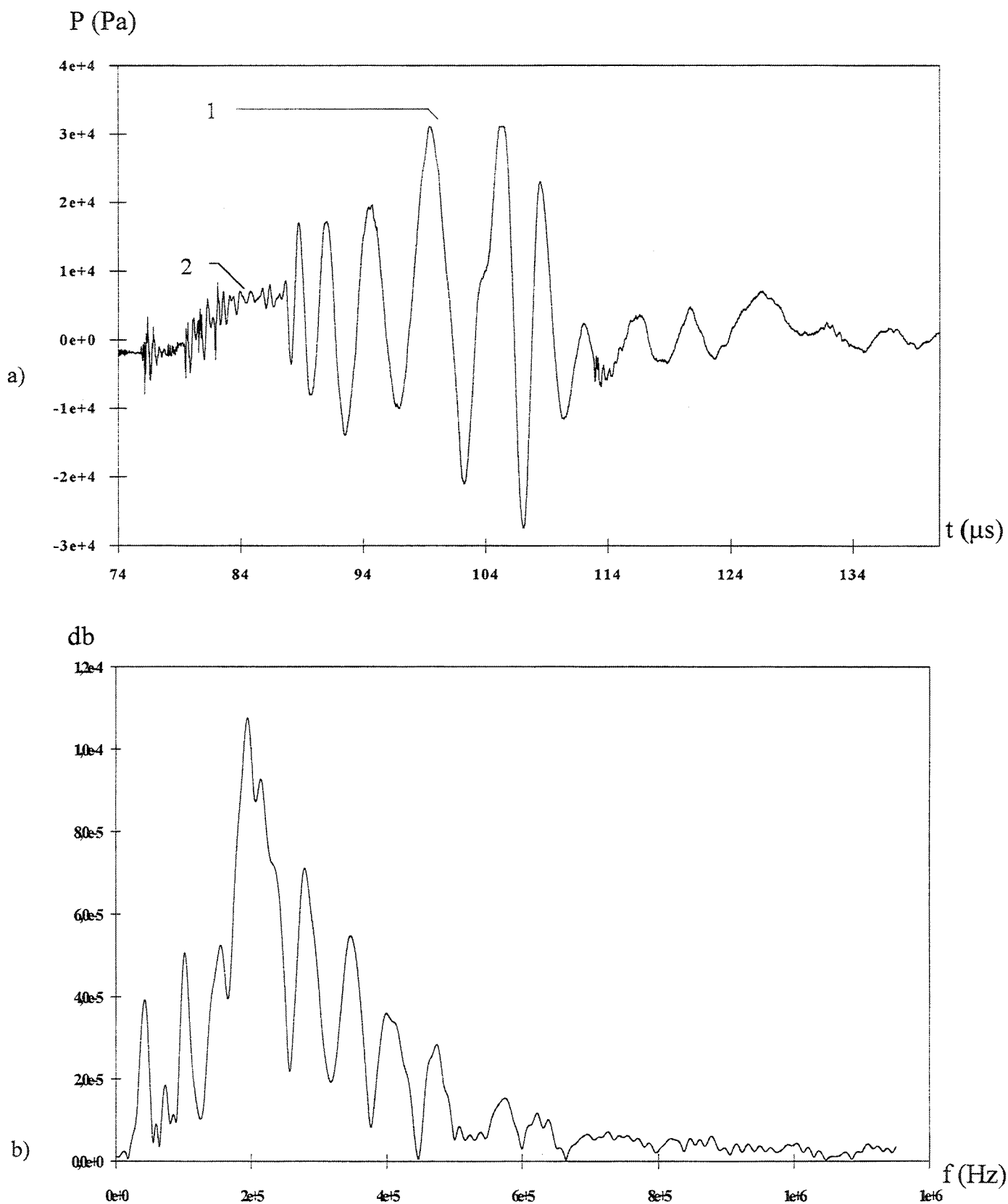


Fig. 3.4.4 Tube $b/a = 0.94$, de longueur 100 mm de rayon $a = 27$ mm, rempli d'air, en excitation normale ; a) signal acoustique correspondant aux images où l'on distingue : 1) l'onde de lamb A_0 de grande amplitude et de fréquence relativement basse ; 2) on voit l'onde de lamb S_0 formée de pics de fréquence plus élevée, mais qui se trouve sur un fond très basse fréquence. b) Spectre du signal faisant ressortir la fréquence de l'onde de lamb A_0 à 200 kHz.

On identifie sur les spectres Fig. 3.4.4 obtenus, des pics très larges et se recouvrant partiellement. Cela atteste que ces ondes ne génèrent pas de véritables résonance à cause de leur rayonnement acoustique intense qui entraîne de grande perte d'énergies. L'avantage ici c'est qu'il est possible d'estimer l'amplitude de chaque composante fréquentielle du signal. Cela montre que l'essentiel de l'énergie se trouve en basses fréquences, ce qui explique que le motif créé par l'onde A_0 montre bien les équiphases dues aux basses fréquences alors que les méthodes de visualisation ont tendance à favoriser les hautes fréquences. La plus grande amplitude correspond à la plus basse fréquence (200 kHz) visible sur les images.

c. Interprétation tridimensionnelle

Nous avons considéré deux angles de vision du même phénomène. Nous pouvons alors reconstituer dans les trois dimensions le comportement des ondes. Les deux visions précédentes peuvent être considérées comme une décomposition suivant deux axes des phénomènes. Cela veut dire que d'une façon générale les ondes se déplacent suivant une direction qui est

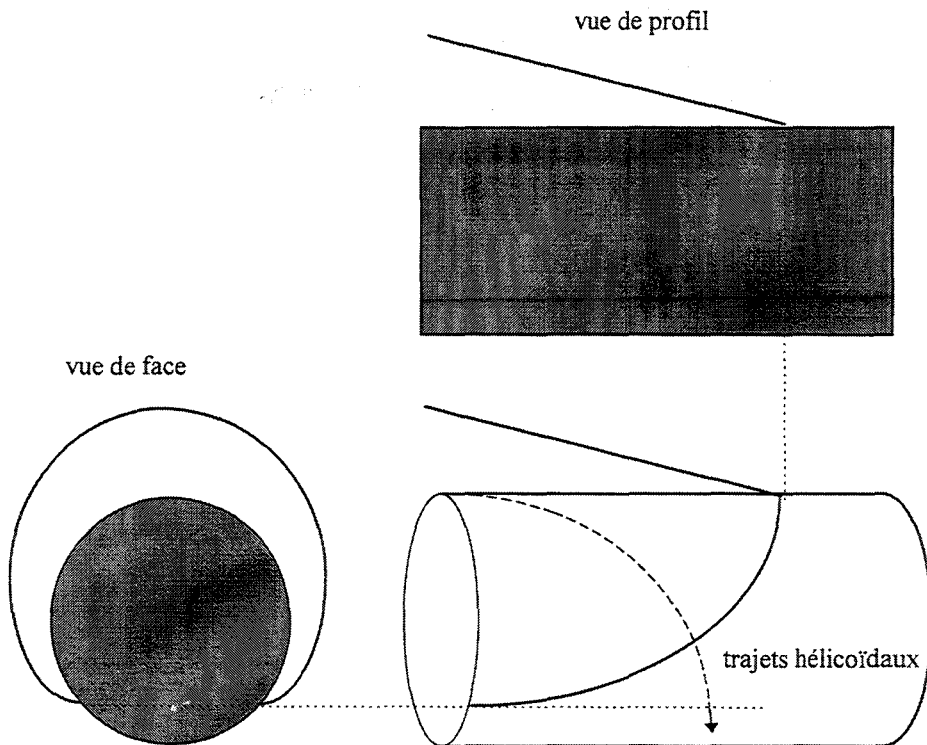


Fig. 3.4.5 L'association des phénomènes observés de face et de profil permet de conclure à la présence d'ondes effectuant des trajets hélicoïdaux sur le tube.

intermédiaire entre d'une part le mouvement circulaire autour du tube et d'autre part le mouvement longitudinal le long du tube. On obtient ainsi un mouvement hélicoïdal comme on peut le voir en Fig. 3.4.5. Les ondes A_0 et S_0 sont donc dans notre cas des ondes parcourant le tube de façon hélicoïdale.

III.4.3. ETUDE DU TUBE EN EXCITATION AXIALE.

Plaçons maintenant la source suivant l'axe de symétrie du tube. Le tube étant le même, nous pouvons nous attendre à voir les mêmes phénomènes. On voit Fig. 3.4.6 que l'onde sphérique émise par la source touche le tube sur toute la circonférence. La membrane utilisée pour emprisonner l'air est incurvée sous l'effet de la pression de l'eau ce qui forme des lentilles liquides qui dévient la lumière et rend opaque l'intérieur de la cible. L'onde réfléchie prend donc d'abord une forme toroïdale autour du bord du tube puis la réflexion sur la membrane apparaît. Cette réflexion spéculaire a la forme caractéristique des ondes de bord. Si l'on trace une droite allant de la source et passant par le bord du tube, elle montre le cône d'ombre dans lequel l'onde incidente ne se propage pas si l'on considère une propagation géométrique. Cependant, la liaison entre l'onde et la cible est assurée par une onde du type onde de Franz.

L'onde de Lamb de type A_0 est très facilement reconnaissable Fig. 3.4.6, par sa longueur d'onde apparente relativement basse. Il est difficile d'affirmer à partir des images qu'elle commence à se propager à partir du moment même où l'onde incidente touche le tube. Effectivement en arrivant sur le bord du tube on obtient une incidence simultanée sous plusieurs angles différents parce le rebord agit comme une surface courbe de très petite dimension. En mesurant les vitesses de phase exactement comme dans le cas de l'excitation normale, nous pouvons savoir si ces ondes sont effectivement identiques. Comme dans le cas de l'excitation normale, on observe une courbe de dispersion Fig.3.4.7. qui correspond à l'onde A_0 confirmant encore l'identification visuelle qualitative. Arrivée en bout de tube, on voit que l'onde rebrousse chemin. Ces multiples aller retours pourront donner lieu à des résonances lorsque la longueur d'onde est un multiple de la longueur du tube [42]. Les mesures par hydrophone Fig. 3.4.8 montrent les échos successifs de l'onde A_0 .

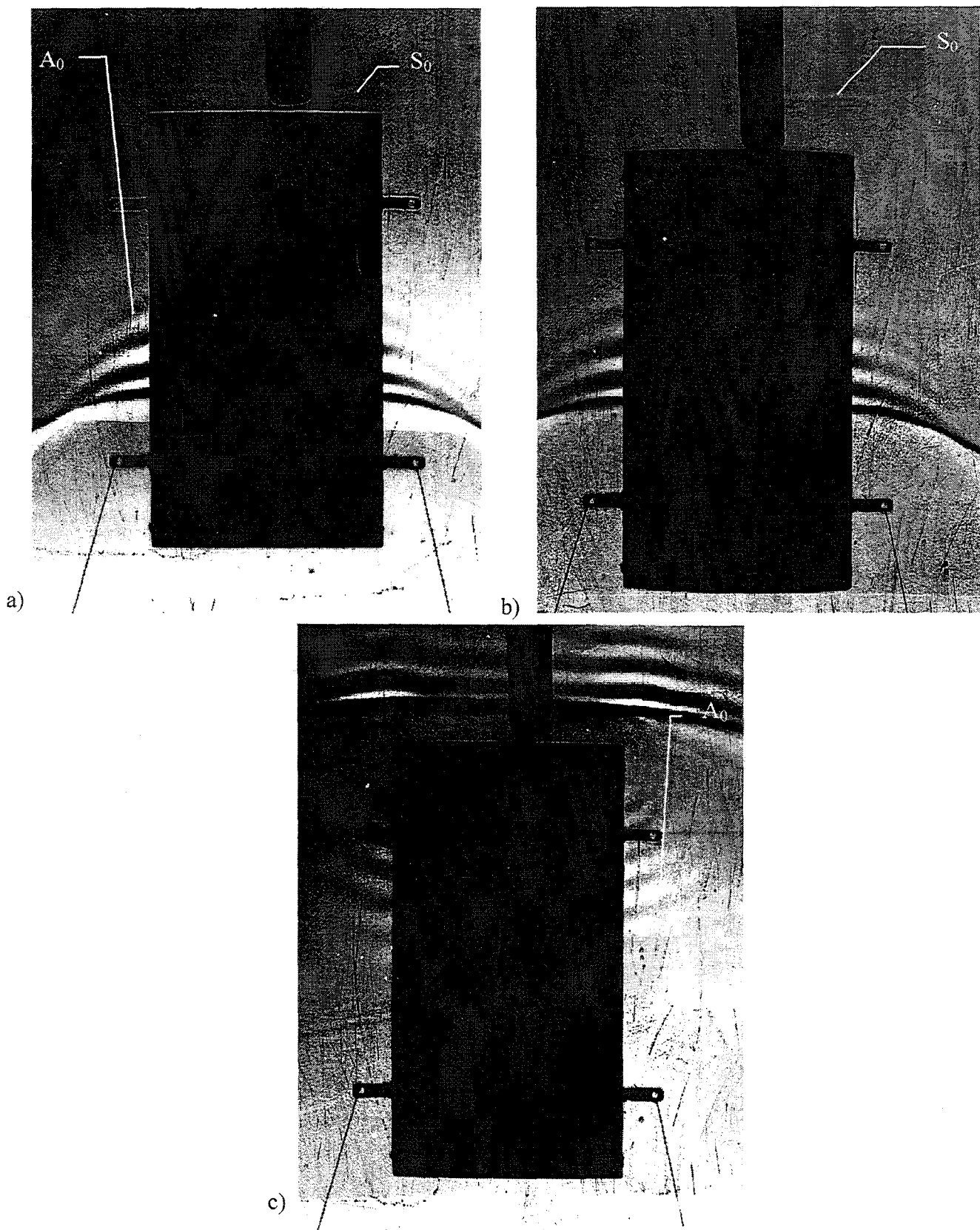


Fig. 3.4.6 Visualisation de la réponse de la cible à une excitation axiale. a) L'onde de lamb A_0 y est, facilement reconnaissable, parcontre l'onde de lamb S_0 est beaucoup plus faible. c) L'onde de lamb A_0 se réfléchit en bout de tube et repart en sens inverse.

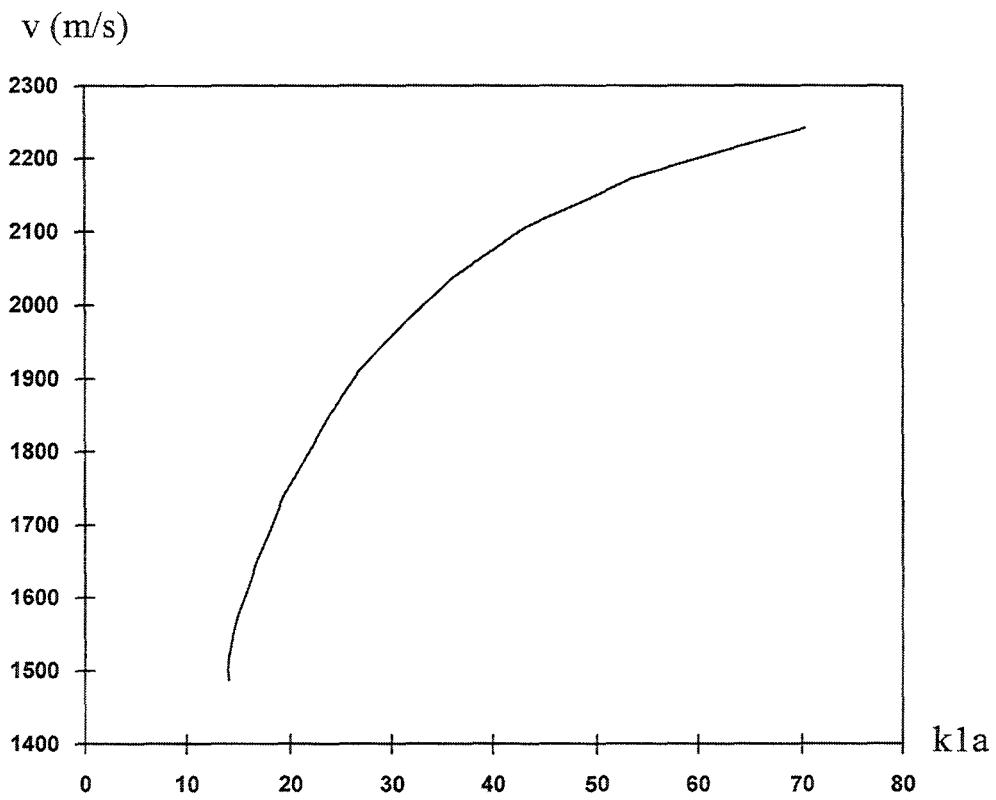
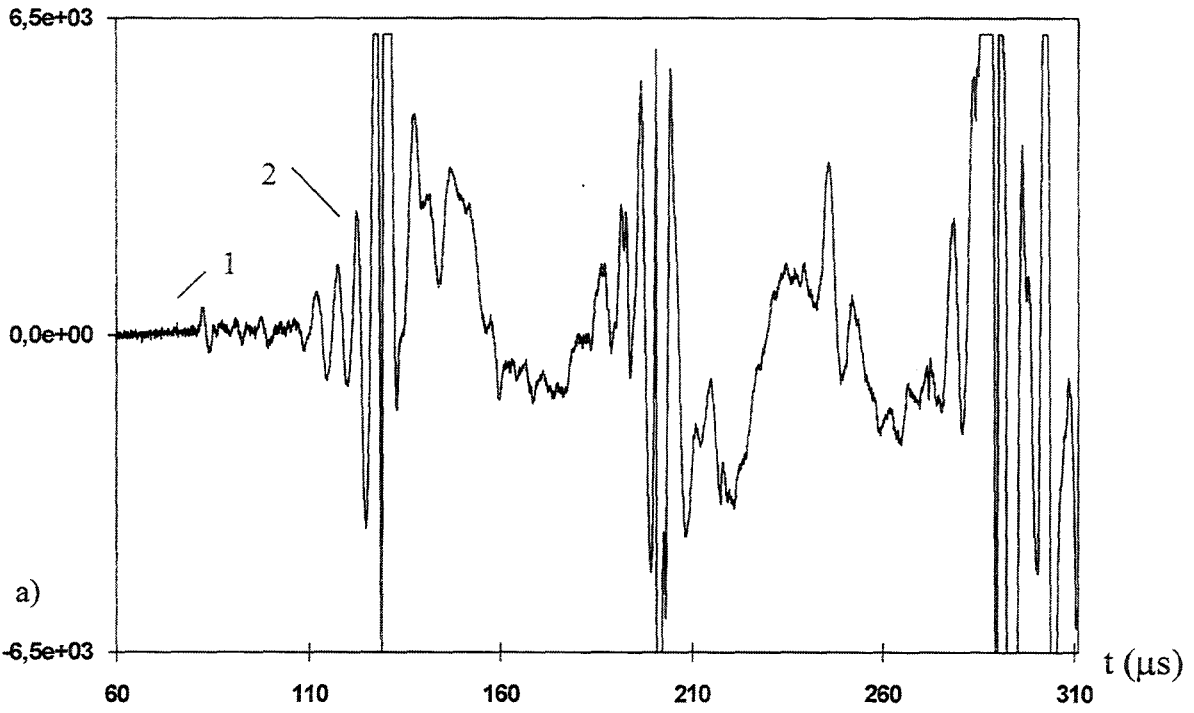


Fig. 3.4.7 Courbe de dispersion mesurée sur un tube de longueur 100 mm. de rapport $b/a = 0.94$

P (Pa)



db

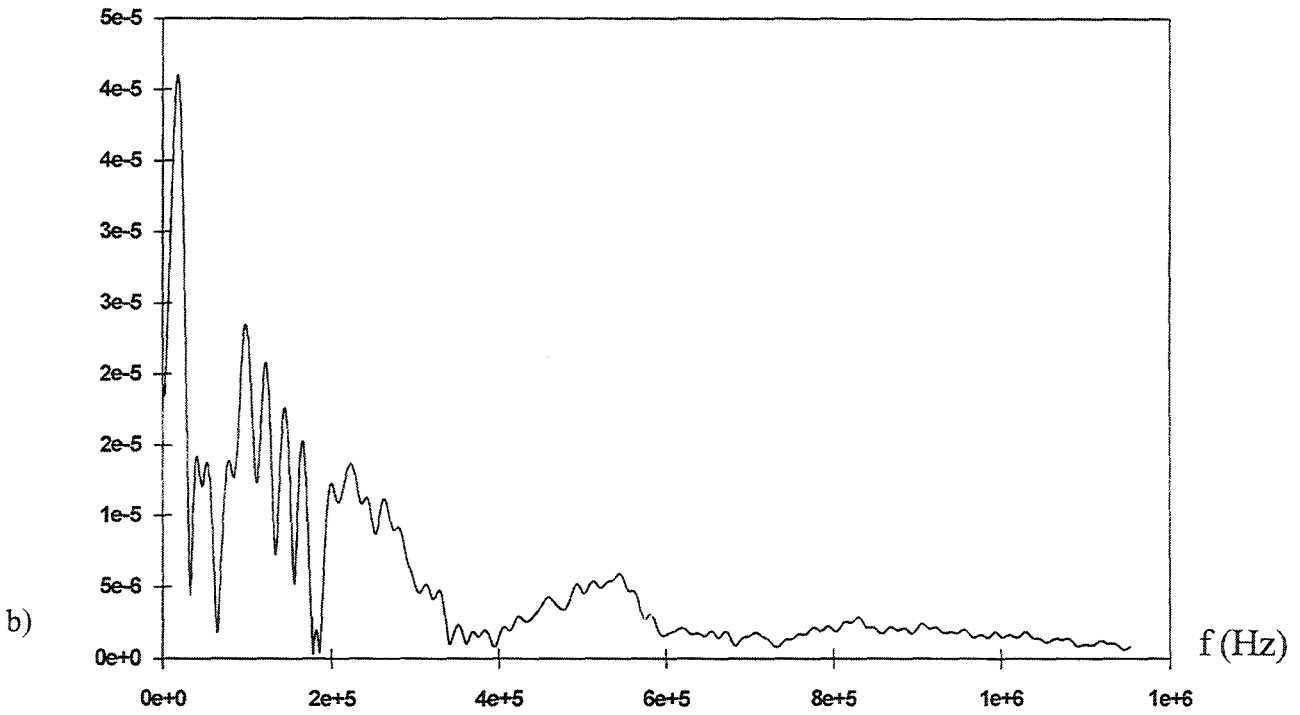


Fig. 3.4.8 Tube : $b/a = 0.94$ $l = 100$ mm ; a) Mesure par hydrophone de la reponse du cylindre à une excitation axiale : 1) onde de lamb S_0 , 2) onde lamb A_0 . b) Transformée de fourier du signal.

On observe que l'onde de Lamb S_0 n'est pas présente tout au moins sous la même forme que dans le cas de l'excitation normale. Par contre une impulsion unique, est visible en avant de la cible et a devancé toutes les autres ondes. Les mesures par hydrophone Fig. 3.4.8 montrent qu'elle est suivie d'autres impulsions trop faibles pour être observées par visualisation. Sa vitesse de groupe est de 5300 m/s facile à mesurer en utilisant le temps de traversée du tube que donnent les images. Si l'on considère la gamme de fréquence dans laquelle nous nous trouvons, Cela correspond aux mêmes ondes hautes fréquences que l'on voit en excitation normale Fig. 3.4.2 ou encore dans le cas de la plaque (Fig. 3.3.1.a). Elle a une intensité relativement faible, certainement à cause de la difficulté qu'il y a dans cette configuration à faire entrer une quantité importante d'énergie dans la cible. En effet, il en est de même sur les mesures effectuées par hydrophone, où cette onde apparaît uniquement sous la forme d'une impulsion de faible amplitude. L'absence de rayonnement latéral observé pendant le trajet de l'onde à l'intérieur du tube peut s'expliquer par cette relative faiblesse de l'énergie de cette onde. Comparé au cas de la plaque où l'intensité de la S_0 est déjà faible, la S_0 du tube souffre d'une surface d'insertion encore plus petite limitée à l'épaisseur de la coque.

III.5. DIFFUSION PAR LES CIBLES DE TYPE "LINE"

III.5.1. ETUDE DE LA "LINE" EN EXCITATION NORMALE

Après l'étude de la diffusion par des cibles de formes simples, nous pouvons maintenant aborder l'étude de la diffusion par une cible plus complexe, réunissant les deux formes élémentaires étudiées. En effet les cibles Lines sont des tubes cylindriques, fermés aux deux extrémités par des coques hémisphériques, le tube et les coques hémisphériques ayant la même épaisseur. Ces cibles qui ont été gracieusement mis à disposition par le Laboratoire d'Acoustique Ultrasonore et d'Electronique du Havre ont été fabriquées en soudant de manière très fine, deux demi-coques sphériques à un tube cylindrique. Les résultats présentés ici ont été obtenus sur la cible appelée Line2 de rapport de rayons externes sur internes $b/a = 0.97$, de rayon externe $a = 30$ mm et de longueur totale $5a = 75$ mm. Mais nous utiliserons aussi, une cible Line de rayon $a = 27$ mm, de longueur totale $4a = 108$ mm; avec un rapport de rayons $b/a = 0.97$.

3.5.2. PROPAGATION AUTOUR DE LA SECTION CYLINDRIQUE

Lorsque l'on excite la cible sur sa partie cylindrique, on peut s'attendre à ce qu'elle réagisse de façon similaire à un tube simple. Cela au moins pendant les premiers instants où les coques sphériques n'entrent pas en jeu. La fréquence des ondes de Lamb est proportionnelle à l'épaisseur de la coque sur laquelle elles se propagent. Donc lorsque l'épaisseur reste proportionnelle au diamètre du tube, les longueurs d'ondes restent proportionnelles au diamètre. Par conséquent tous les tubes de $b/a = 0.94$ donneront les mêmes images, mais à différentes échelles. D'où l'intérêt de choisir un rapport b/a différent. Les résultats de la visualisation sont présentés Fig. 3.5.1 et Fig. 3.5.2. Par analogie avec le cas du tube on reconnaît deux types d'ondes. Les contraintes de visualisation de l'excitation normale de la Line sont exactement les mêmes que celles du tube c'est à dire qu'il y a deux visions possibles du phénomène : une vision suivant l'axe de symétrie, et vision suivant un axe perpendiculaire à la cible.

a. L'onde de Lamb A_0

L'onde A_0 est celle qui est le plus facilement reconnaissable. Elle a sur les images la même forme caractéristique que dans le cas du tube de $b/a = 0.94$. Cette facilité d'identification qualitative par la forme est l'un des principaux avantages de la visualisation. La différence entre le cas précédent du tube et la Line se manifeste essentiellement par une dilatation de la courbe de dispersion. Ainsi les lignes équiphases paraissent plus fines par rapport au diamètre de la cible. Regardons à présent ce qui se passe plus tard lorsque les différentes ondes ont réalisé plusieurs rotation autour de la cible (Fig. 3.5.2). Les fréquences les plus hautes ont disparues. Par contre les fréquences les plus basses subsistent longtemps et à $t = 97 \mu s$ leur amplitude est toujours suffisante pour leur visualisation.

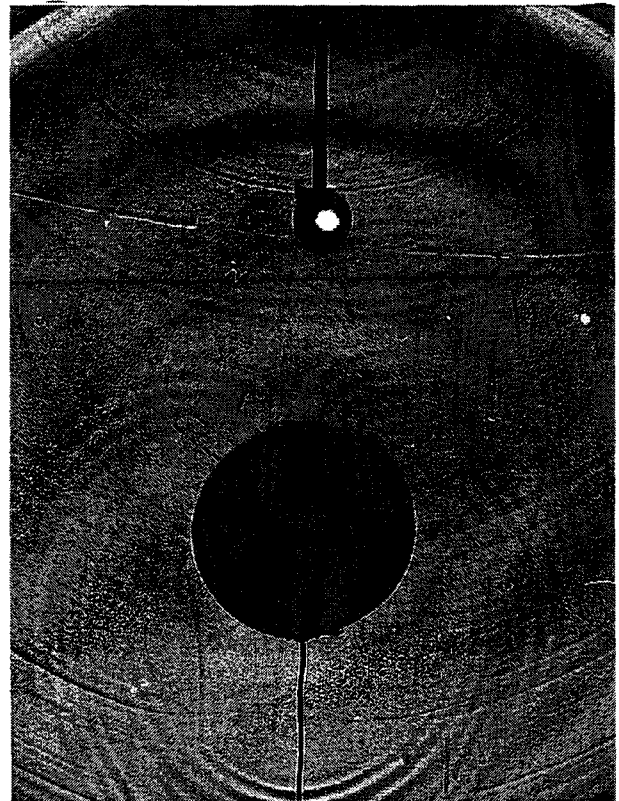
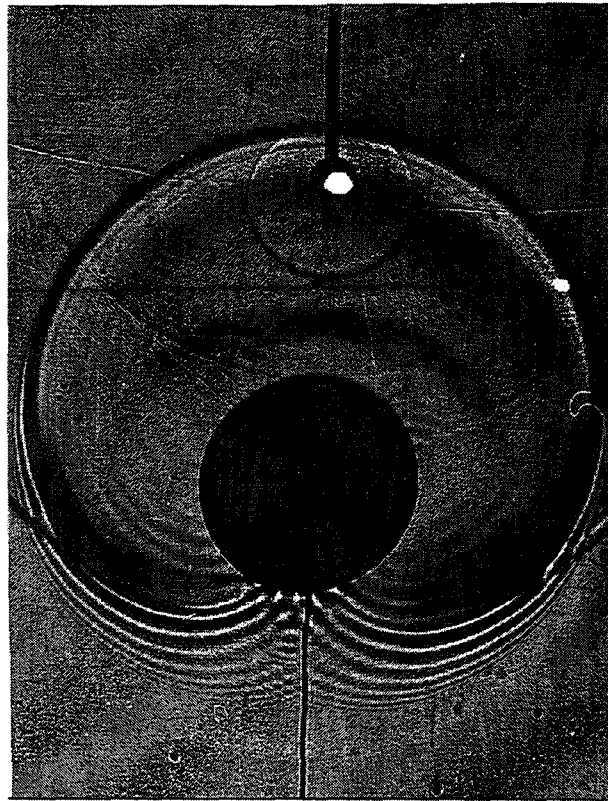
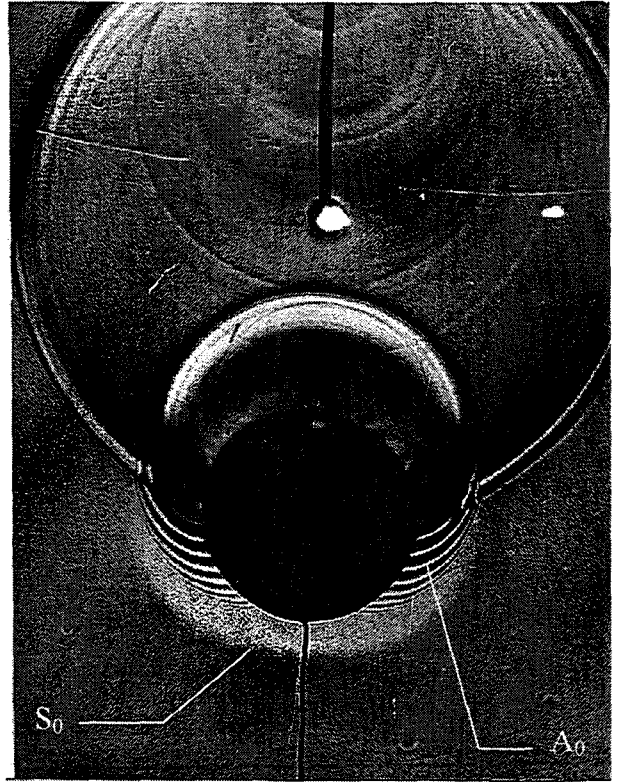
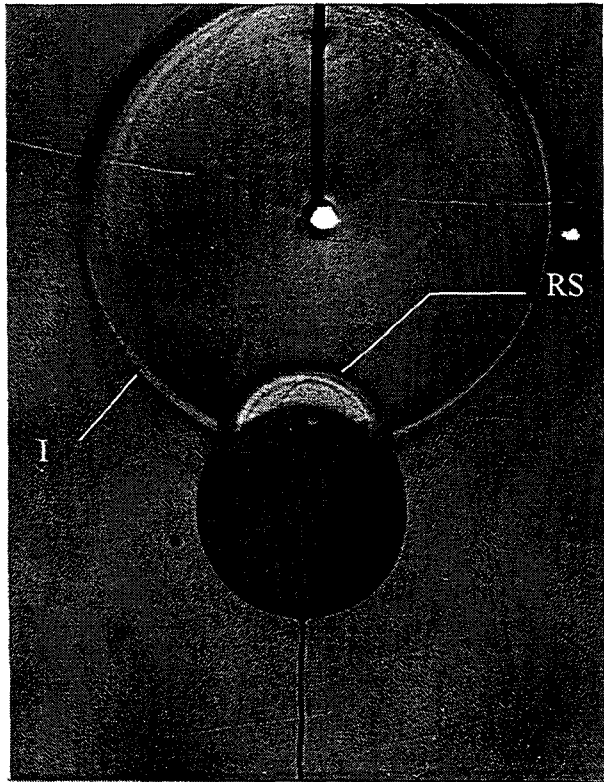


Fig. 3.5.1 Visualisation de la diffraction de l'impulsion acoustique par la ligne en excitation normale. I onde incidente, RS réflexion spéculaire, onde de lamb S_0 , onde de lamb A_0 . On peut voir sur les deux images du bas que les deux ondes de Lamb tournent autour de la cible.

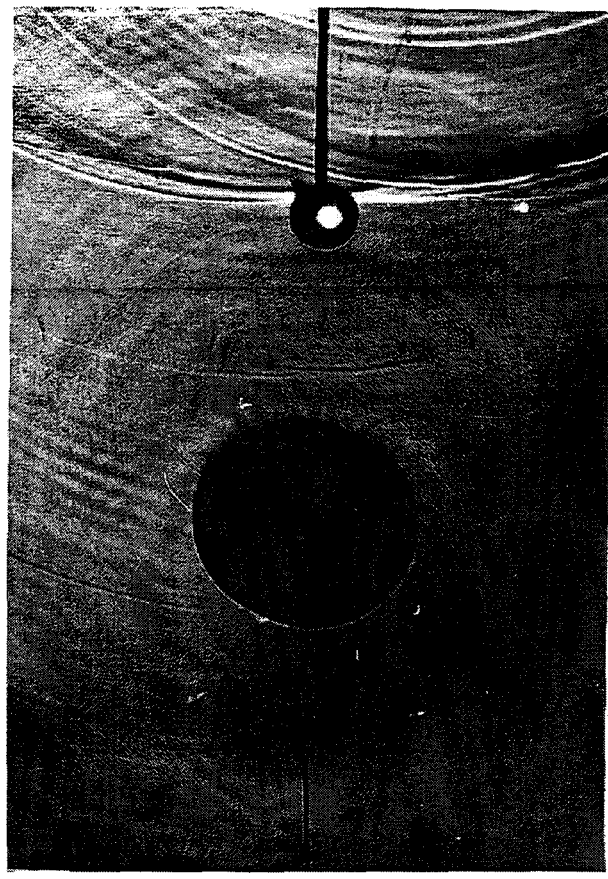
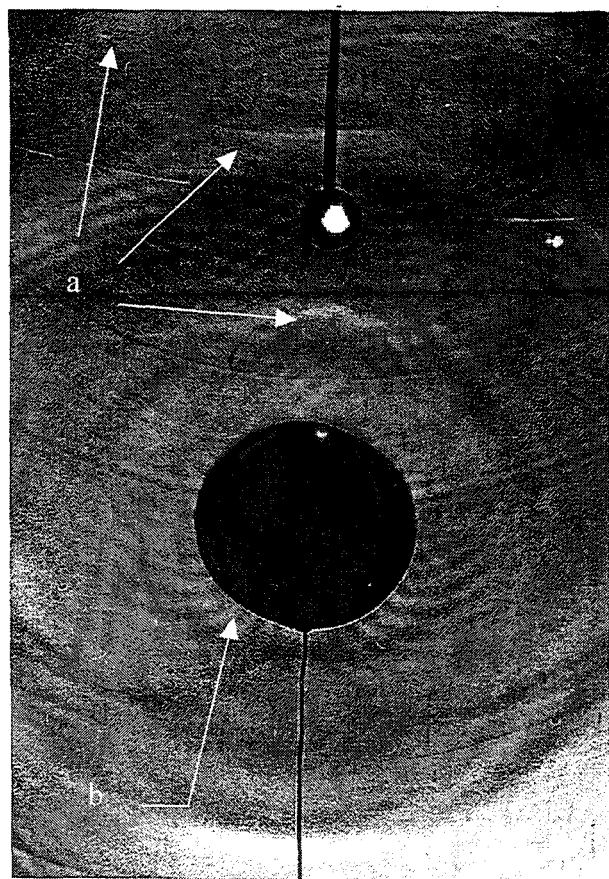
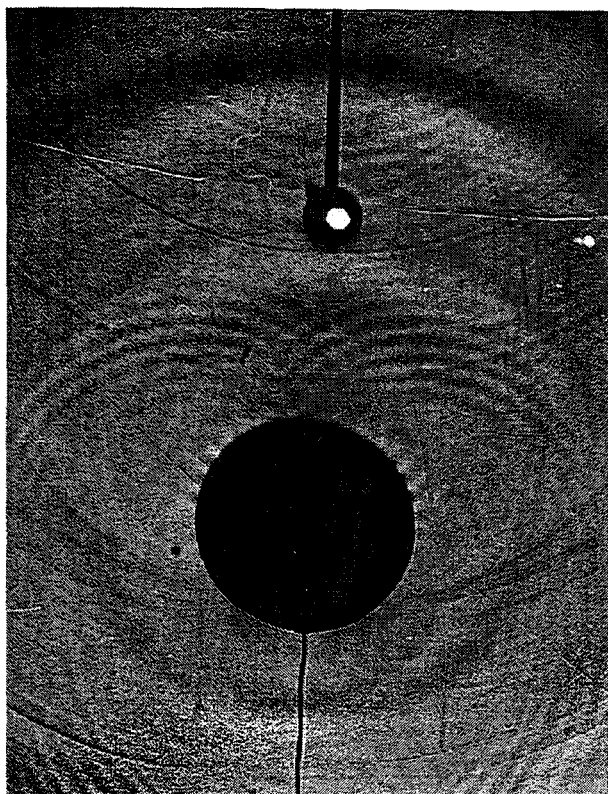
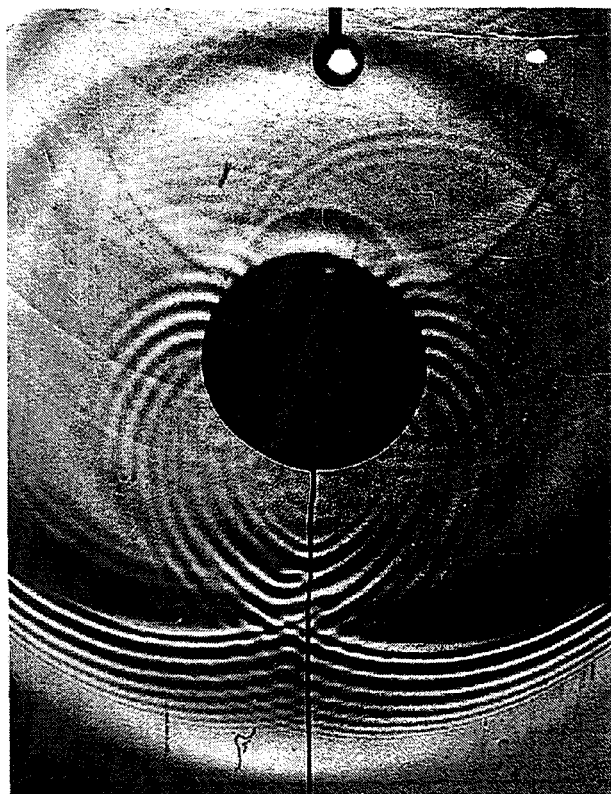


Fig 3.5.2 Observation de la résonance de la cible line $b/a=0.97$, $l = 75\text{mm}$; a) Oscillations basses fréquences dues à l'onde de Lamb S_0 . b) Vibrations hautes fréquences dues à l'onde de lamb A_0 où l'on remarque la disparition des fréquences les plus haute et la conservation d'une seule fréquence.

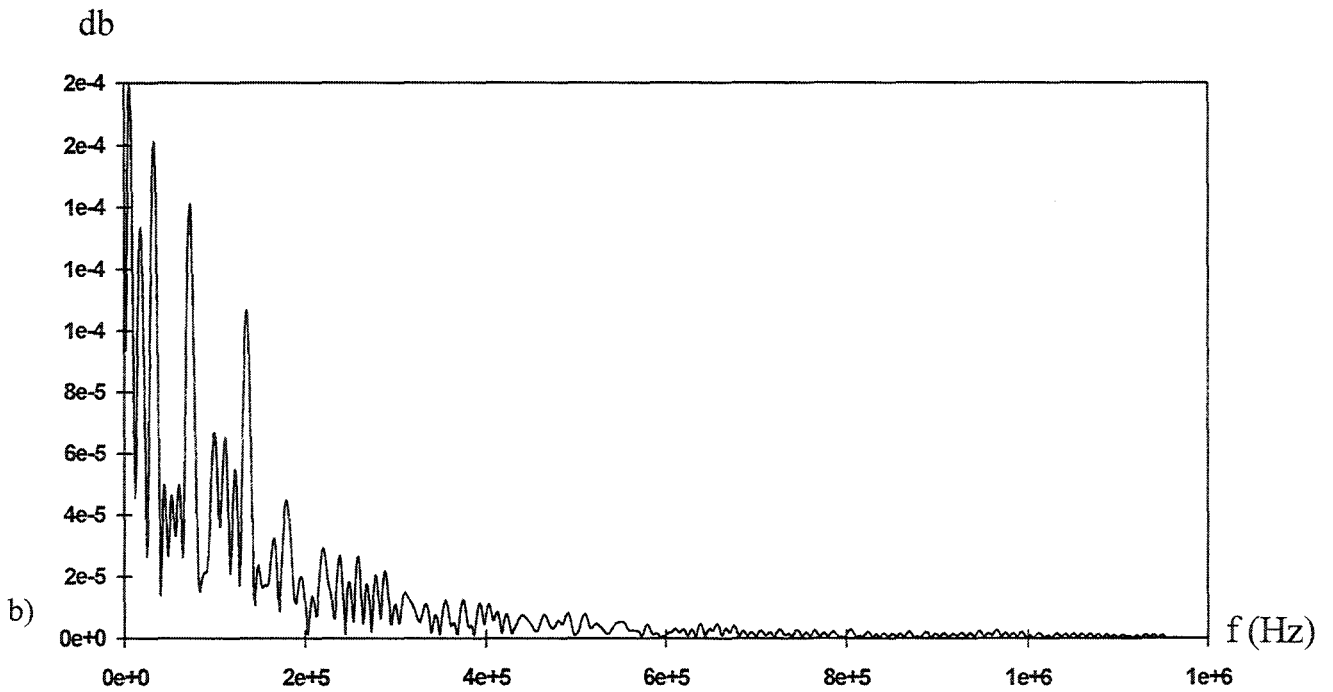
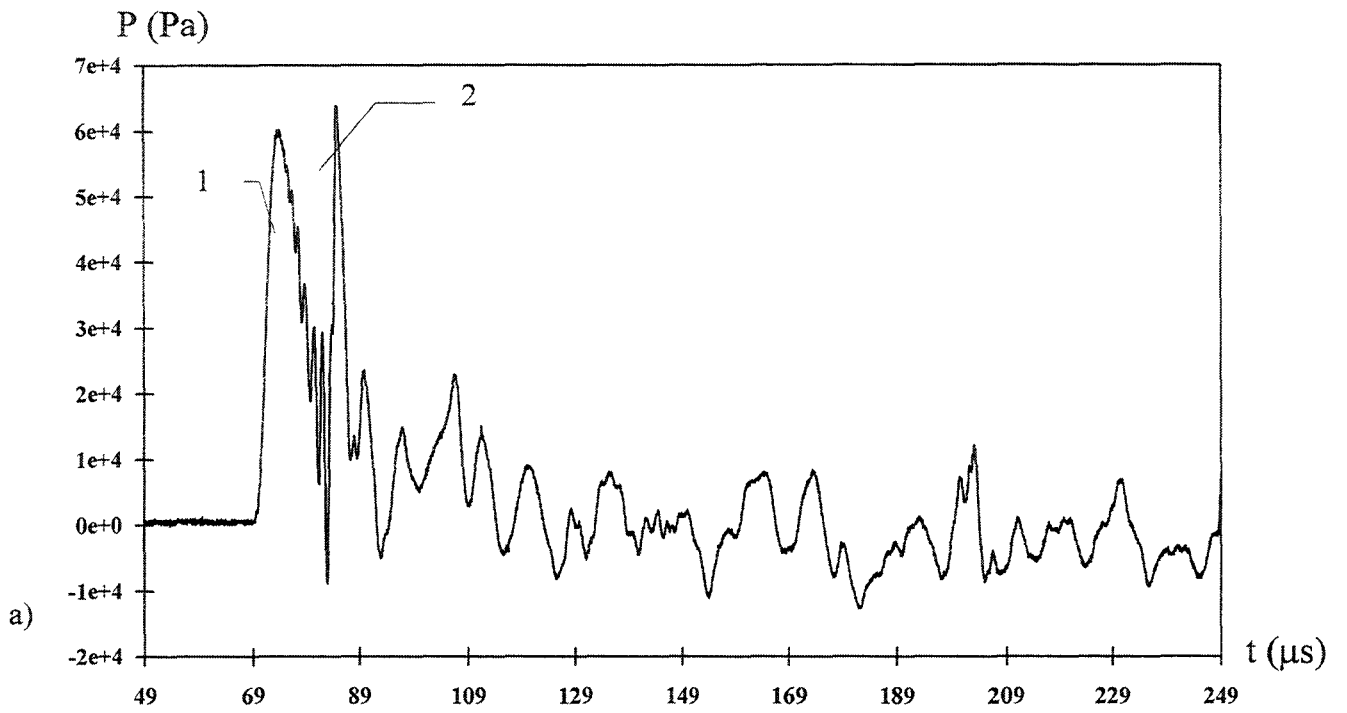


Fig. 3.5.3 a) Mesure par hydrophone et en bistatique de l'onde diffractée par la ligne en excitation normale : 1) onde de lamb S0 ; 2) Onde de lamb A0. b) spectre de l'onde diffractée.

L'observation des mesures effectuées avec notre hydrophone large bande dans une configuration bistatique permet de distinguer deux zones. La première contient les signaux qui devancent l'onde de Franz. Cette dernière correspond au prolongement de l'onde incidente dans la zone d'ombre. Dans cette zone on distingue clairement (Fig.3.5.3) l'onde A_0 sous la forme d'une série d'oscillations dont l'amplitude croît. Par contre dans la deuxième partie du signal située après le passage de l'onde de Franz, on ne distingue plus qu'une série de pics et d'oscillations anarchiques. En effet sur l'image photographique l'oeil fait de lui même et grâce à la continuité des traits un filtrage spatial qui lui permet de distinguer les différentes ondes. Nous avons reconstruit comme dans le cas de la bille une image à partir des mesures effectuées tout autour de la bille (Fig. 3.5.4). On voit après avoir codé les amplitudes en niveau de gris que l'oeil distingue les mêmes ondes que sur les photographies. Sur cette image, les différents oscillations anarchiques que l'on voit en figure 3.5.3 apparaissent comme étant le résultat de la somme des ondes A_0 et S_0 qui tournent autour de la cible.

b. L'onde de Lamb S_0

L'onde la plus rapide n'a pas la même forme que dans le cas du tube rempli d'air figure 3.4.2. Sur cette cible, elle apparaît comme une impulsion unique et large. On remarque Fig. 3.5.1 que la séparation entre les deux types d'ondes est faible. Il y a même probablement chevauchement partiel de certaines composantes deux ondes. Cette observation peut être confirmée par des mesures de pression en utilisant notre hydrophone large bande en mode bistatique avec variation de la position angulaire. Si l'on regarde le signal lorsque l'hydrophone se trouve à 180° de la source, la première onde reçue est une impulsion de grande amplitude et de basse fréquence. On peut voir Fig 3.5.3 sur la pente descendante de l'impulsion, que se superposent des oscillations de longueur d'onde et d'amplitude croissante, qui représentent l'onde A_0 . La courbe se termine par un pic correspondant à l'onde incidente c'est à dire ici l'onde de Franz puisque l'on se trouve dans l'ombre de l'objet. Cette large impulsion correspond aux caractéristiques de l'onde de Lamb S_0 . En effet, Si l'on se reporte à la courbe de dispersion d'une onde de Lamb S_0 (Fig. 3.3.2), on remarque que la vitesse de phase des plus basses fréquences est constante, suivi d'une zone de transition vers des vitesses plus basses et se termine par une zone

haute fréquence avec des vitesses voisines de celle de l'onde de Rayleigh. La première partie de cette courbe de dispersion donnera une impulsion unique parce que la fréquence va jusqu'à zéro, et elle sera large à cause de l'absence des hautes fréquences. Par contre la dernière partie se trouve dans la même zone que l'onde de Lamb A_0 , aussi bien du point de vue de la fréquence que de la vitesse. Ainsi, l'onde S_0 est mieux visualisée par notre dispositif sur les coques minces. En effet dans ce cas la partie basse fréquence à 5300 m/s qui est la plus caractéristique de cette onde a une fréquence suffisamment élevée pour être détectée. Cette onde reste très longtemps détectable et on la voit ainsi faire plusieurs rotations autour de la cible en figure 3.5.2.

On note d'autre part que bien que le temps passé soit suffisamment long pour qu'apparaissent les effets des calottes sphériques, les événements dus au parcours des ondes suivant la longueur de la cible restent peu visibles.

III.5.3. PROPAGATION LE LONG DE LA LINE

Si par contre on observe le phénomène suivant la normale à la cible Fig. 3.5.5, l'effet de la longueur limitée de la cible devient visible. Durant les premiers instants aucune onde n'est visible, si ce n'est la réflexion spéculaire et l'onde incidente. Comme dans le cas du tube simple il est plus difficile dans ces configurations d'atteindre l'angle critique permettant la création des ondes A_0 et S_0 dans la coque. Mais, rappelons nous qu'au même moment ces ondes existent dans le plan perpendiculaire à l'axe de la cible et tournent autour de la cible. A partir de la calotte sphérique ces ondes deviennent visibles. C'est principalement l'onde A_0 qui est la plus visible. On voit émerger en même temps les parties qui ont fait le tour de la cible suivant sa circonférence et celles qui ont été créées au moment où l'onde incidente a atteint les calottes sphériques. Notons que seules les ondes qui apparaissent directement dans l'axe de la source acoustique ont fait un trajet circulaire. Les autres ont eu une trajectoire hélicoïdale. Les résultats précédents nous permettent de penser que ces ondes continuent leur chemin suivant un trajet hélicoïdal complexe autour de la cible, alors que sur les vues latérales du paragraphe précédent, elles n'étaient pas visibles.

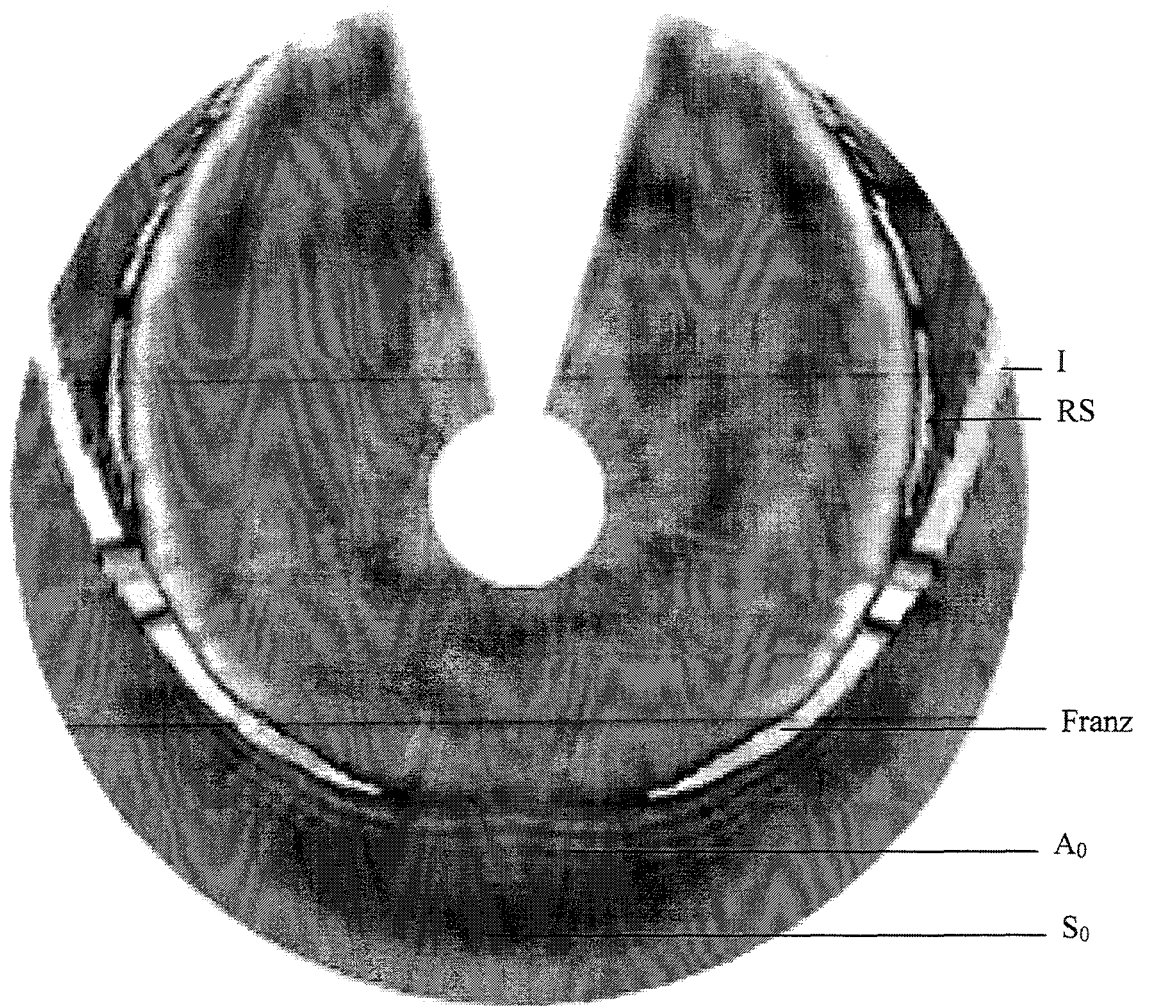
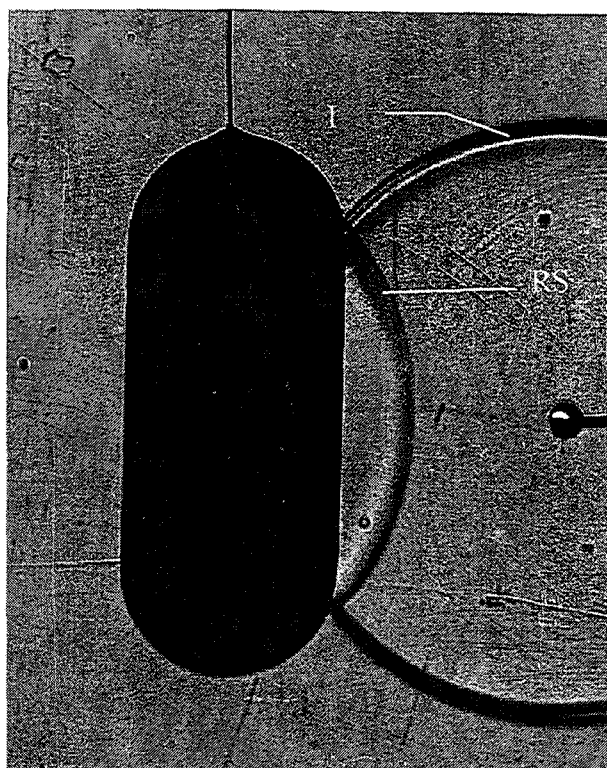
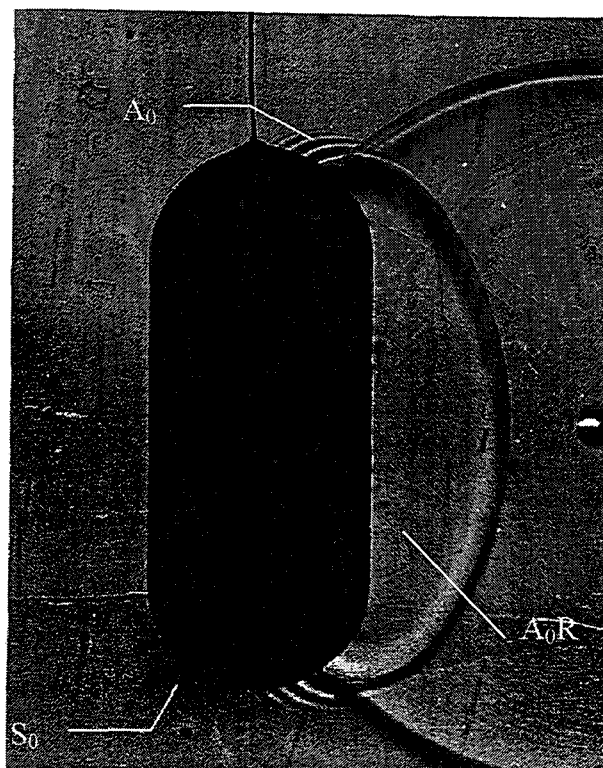


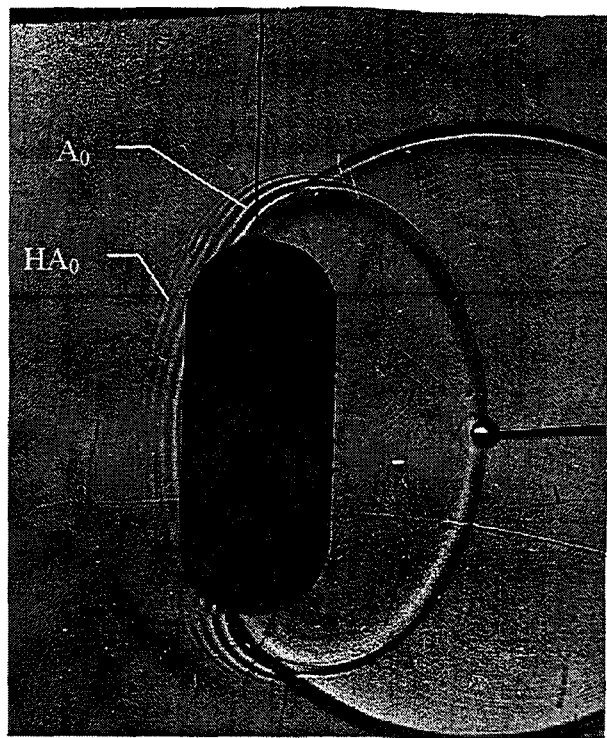
Fig. 3.5.4 Mesures par un hydrone placé à distance constante du centre de la cible (excitation normale). I : onde incidente, RS : réflexion spéculaire ; on voit aussi les ondes de Lamb A_0 et S_0 et l'onde de Franz



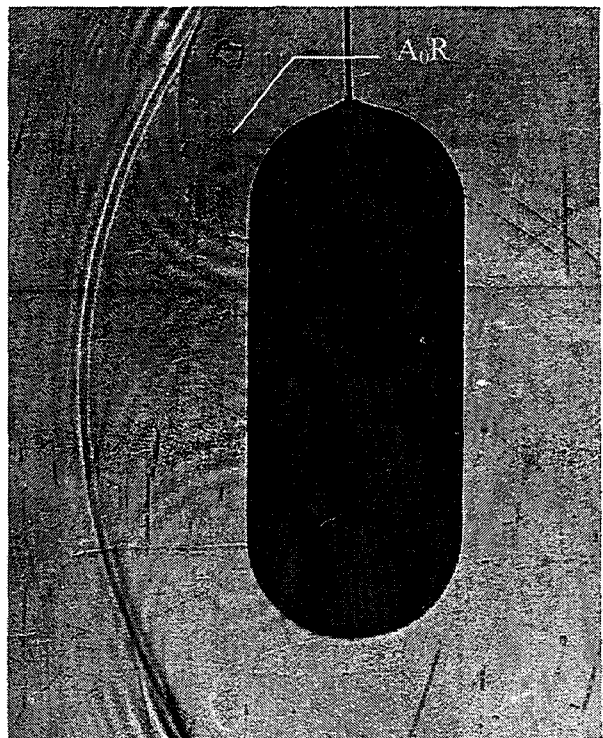
28 μ s



34 μ s



43 μ s



57 μ s

Fig. 3.5.5 Vue latérale de l'excitation normale de la cible Line. A 28 μ s seules sont visibles l'onde incidente I et la réflexion spéculaire RS. A 34 μ s l'onde incidente atteint les calottes sphériques et on voit les ondes de Lamb A_0 et S_0 . A 43 μ s les ondes ayant fait le tour de la cible en suivant sa circonférence ou de façon hélicoïdale HA_0 émergent au niveau de la partie cylindrique. On remarque des émissions A_0R centrées sur les jonctions hémisphère-tube.

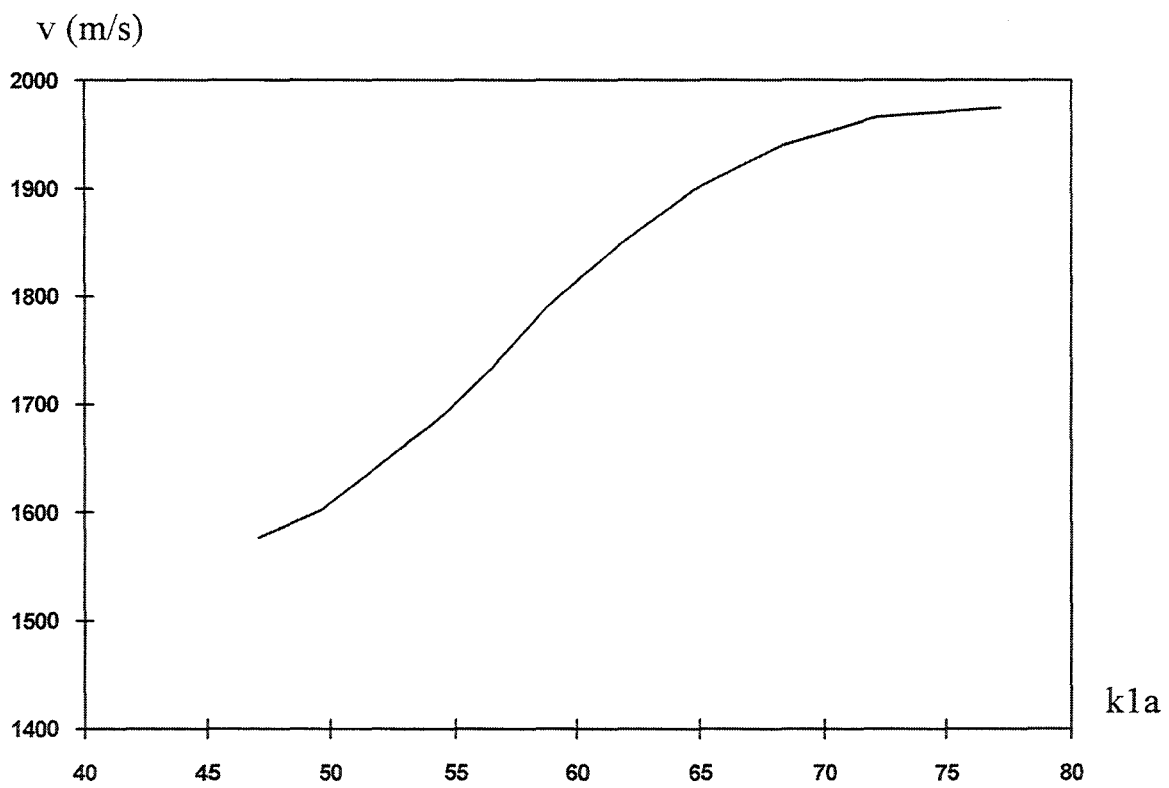


Fig. 3.5.6 Courbe de dispersion de l'onde de Lamb A_0 se propageant sur la cible Line($a=15\text{mm}$, $b/a=0.97$, longueur $5a$ en excitation normale. Dans cette configuration la cible réagit comme un tube rempli d'air.

Les ondes qui se propagent le long de la Line perpendiculairement à l'axe de visualisation tournent aussi autour de la cible et passent de la calotte sphérique au corps cylindrique. Les observations mettent clairement en évidence la diffraction sur la jonction entre les deux parties de l'objet.

Les ondes de Lamb S_0 sont aussi visibles, font globalement le même parcours que les A_0 , mais sont plus difficiles à voir sur les portions cylindriques. En effet leur visualisation est défavorisée par la position horizontale du couteau strioscopique du système de visualisation, qui privilégie la visualisation des gradients d'indices verticaux au détriment des gradients d'indice horizontaux.

En conclusion, on peut déduire de ces résultats que les ondes qui se propagent dans la cible de type Line pour une excitation normale sont les mêmes que dans le cas du tube rempli d'air, et en particulier en ce qui concerne les ondes de Lamb A_0 et S_0 . Cependant en bout de tube elles passent de la partie cylindrique à la partie sphérique en provoquant des phénomènes de réflexion au niveau des jonctions. Nous avons également observé que les ondes hélicoïdales ont la possibilité de boucler leur parcours sur les calottes sphériques. Donc la résonance de la Line sera différente de celle du tube du fait que les ondes arrivées en bout de tube continuent leur trajet de l'autre côté du tube alors que dans le cas du tube elles sont réfléchies.

III.5.4. ETUDE DE LA LINE EN EXCITATION AXIALE

En excitation axiale, la Line ne peut être a priori comparée au tube car la surface par laquelle les ondes impactent la cible est sphérique. Les résultats des expériences de visualisation sont présentés Fig 3.5.7.

Ces résultats nous montrent que les ondes qui se propagent sur la partie sphérique qui a reçu l'impulsion incidente ont exactement la même allure que celles qui se déplacent sur le tube ou la Line en excitation normale. On reconnaît à nouveau les ondes de Lamb A_0 et S_0 par leur forme caractéristique. La dernière se présente ici sous la forme de deux petites taches claires du moins pendant les premiers instants. Cette forme est due à la position du couteau de strioscopie

qui ne permet pas de voir les gradients d'indice horizontaux (voir chap. II). Par rapport au cas de l'insonification normale du tube les amplitudes de ces deux ondes sont plus importantes, et leur rayonnement est différent. Cela vient certainement de la surface sphérique sur laquelle elles sont créées avant de se propager sur le tube central. Notons que les ondes ainsi créées sont absolument symétriques par rapport à l'axe de la cible il n'y a donc ici aucune composante hélicoïdale.

On constate que lorsque l'onde de Lamb A_0 passe de la partie sphérique au corps cylindrique de la cible de nouvelles oscillations apparaissent. Ces oscillations ont la même fréquence et la même allure que l'onde A_0 qui est passée par ce point. On voit qu'il s'agit d'ondes divergentes partant du point de jonction entre la partie sphérique et la partie cylindrique de la Line. La partie réfléchie de l'onde retourne alors sur la coque sphérique pendant que l'onde de Lamb incidente continue sur le tube. Le résultat forme une série de cercles concentriques sur le point de réflexion et permettent d'affirmer que la jonction est bien le point diffractant. Les variations de longueurs d'ondes que l'on observe confirment la nature de cette onde réfléchie. D'autre part, l'onde A_0 continue son chemin sur la section cylindrique mais subit des transformations certainement dues au changement de courbure de la coque. On remarque alors que l'onde se compose d'une partie ayant la forme classique de l'onde A_0 que l'on voit sur la plaque ou les tubes en excitation normale. Mais, alors qu'une partie des lignes équiphases nouvellement rayonnées (Fig. 3.5.8) s'accorde avec celles émises pendant que l'onde se trouvait sur la calotte sphérique, la seconde partie est décalée. On remarque aussi que les longueurs d'ondes des deux parties sont très voisines mais se déplacent à des vitesses différentes.

L'onde décalée par rapport à l'onde A_0 venant de la calotte sphérique reste près de la coque, ce qui correspond au comportement auquel on peut s'attendre pour une onde évanescence. De plus on observe du côté de la calotte sphérique une séries d'oscillations émises après l'onde A_0 réfléchie et qui s'éloigne de la coque correspondant également au comportement des ondes évanescences comme sur les surfaces courbes. C'est le cas des ondes A_s qui rayonnent sur les surfaces courbes mais pas sur les surfaces planes [43].

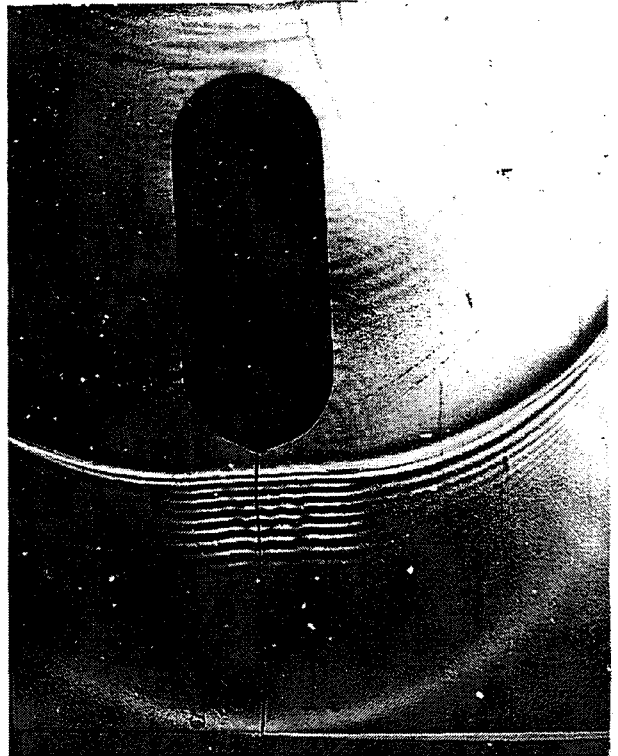
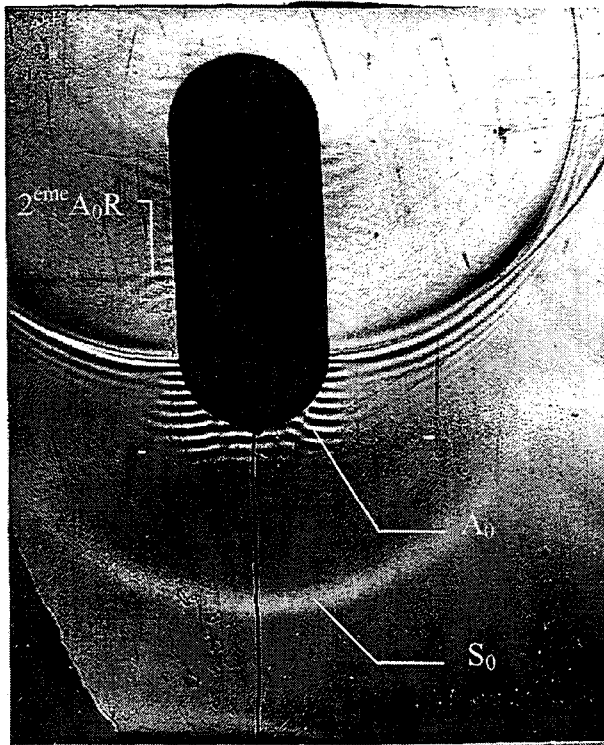
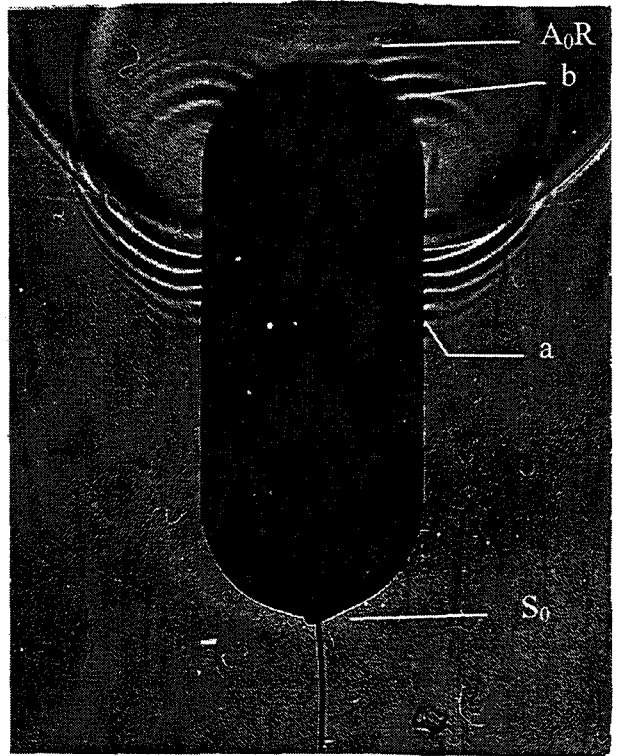


Fig. 3.5.7 Diffraction de l'impulsion sphérique par la cible line en excitation axiale. On reconnaît I l'onde incidente, RS la réflexion spéculaire, l'onde de lamb S_0 , l'onde lamb A_0 . On voit en plus A_0R une réflexion des ondes de lamb A_0 au niveau de la jonction c entre la calote sphérique et la partie cylindrique de la coque. Plus loin on voit une deuxième A_0R au niveau de la deuxième jonction. D'autres ondes sont visibles à la première jonction : En a) nous avons une onde qui se propage uniquement près de la coque et qui semble être une onde A. En b) nous avons une onde qui repart vers la source. Elle semble être la manifestation de l'onde a) mais sur une surface sphérique.

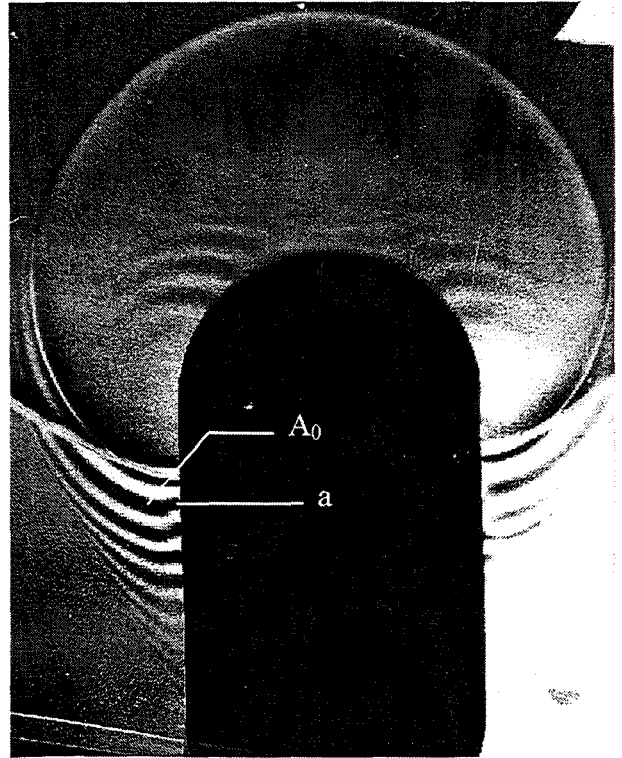
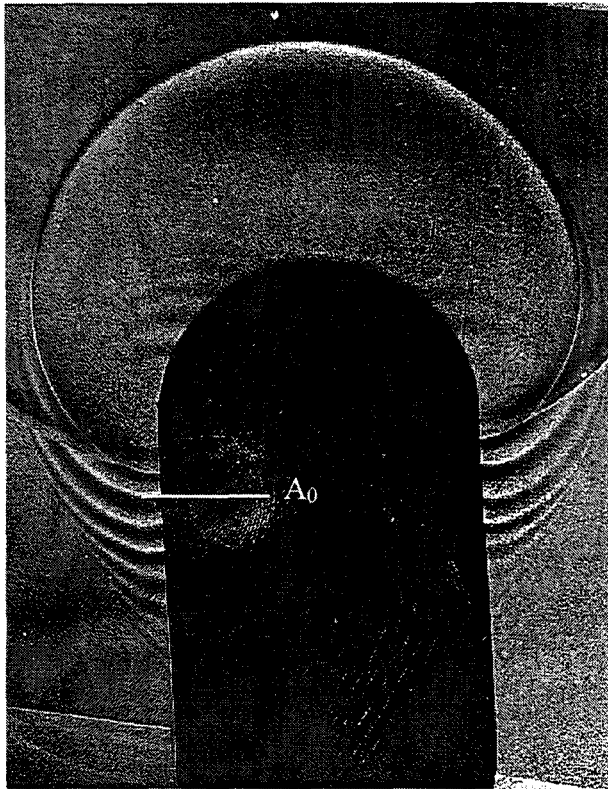


Fig 3.5.8 a) Ondes émises à la jonction calotte tube au passage de l'onde A_0 sur une cible ligne de rayon $a = 27$ mm et d'épaisseur telle que $b/a = 0.97$. On constate encore la présence de l'onde identifiée comme étant une onde A.

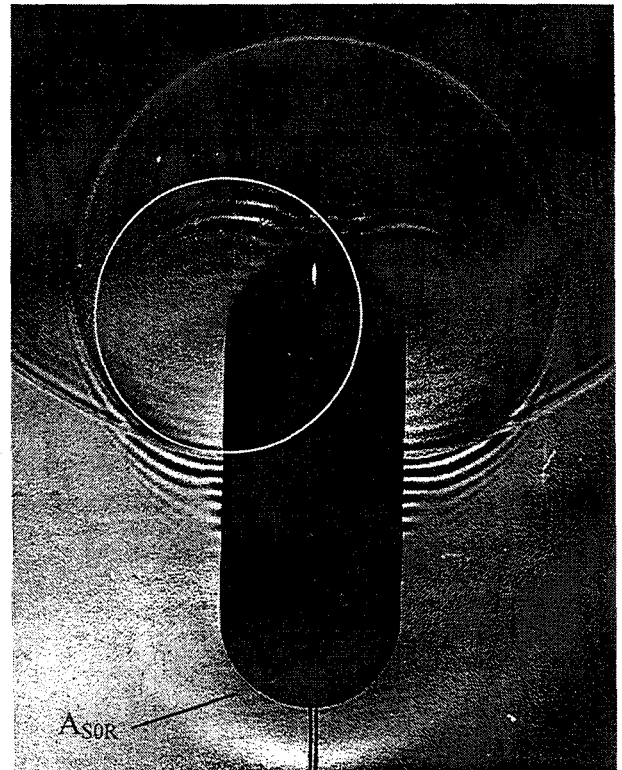
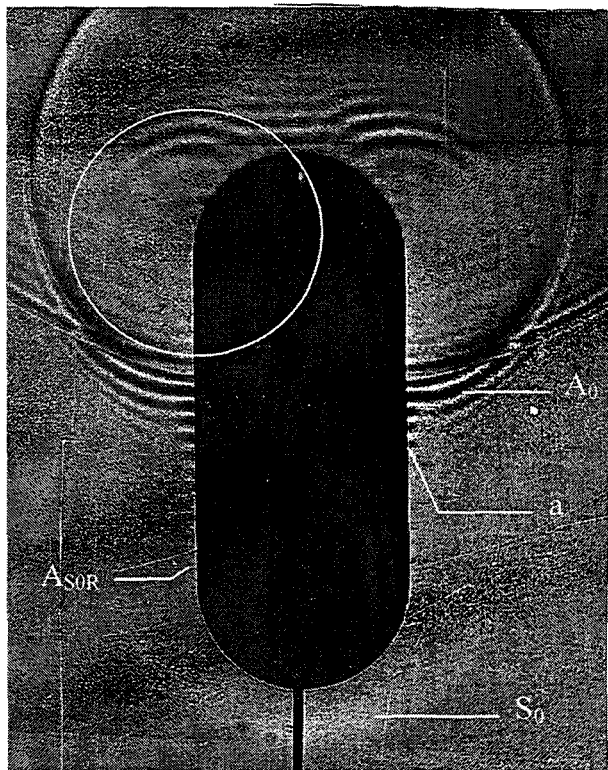


Fig 3.5.8 b) Emission d'une onde A_0 (A_{SOR}) générée par le passage à la deuxième jonction de l'onde S_0 . On remarque aussi à l'intérieur des cercles, toutes les équiphasés générées après le passage de l'onde A_0 et qui ne sont donc pas simplement des réflexions de l'onde A_0 .

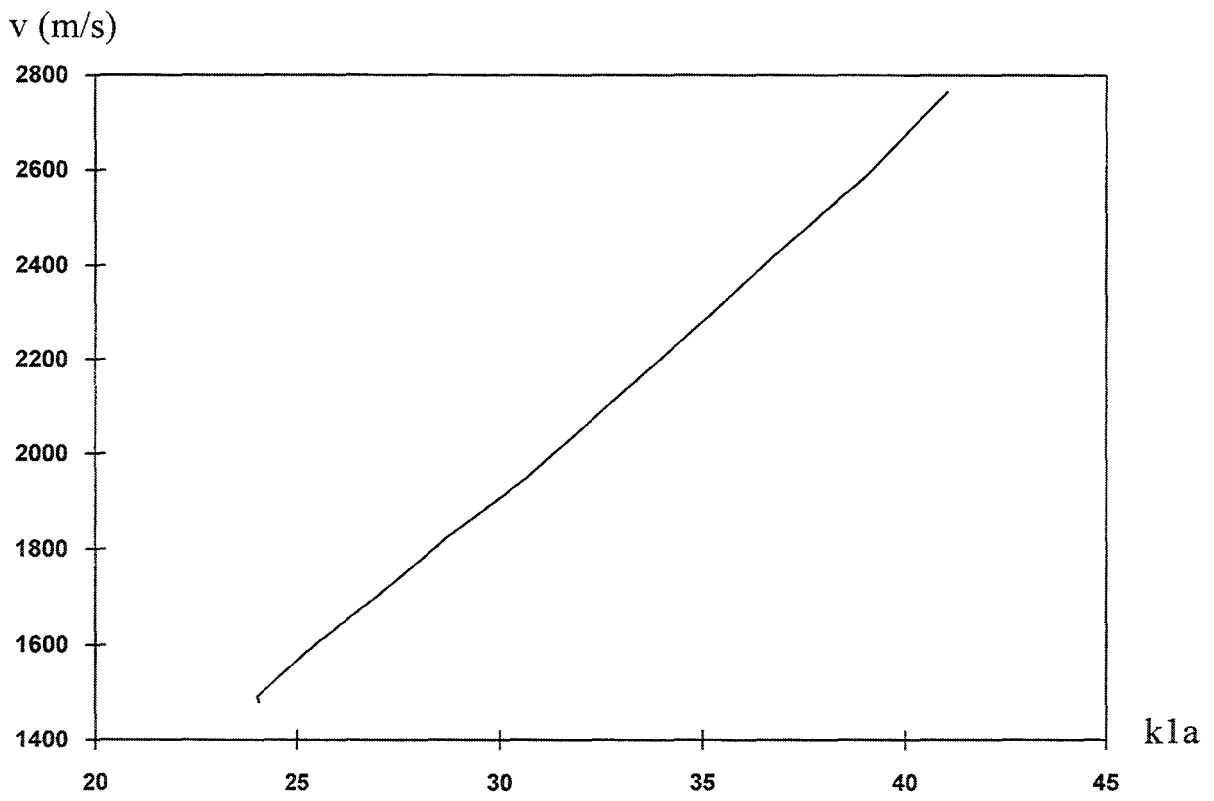


Fig. 3.5.9 Courbe de dispersion de l'onde A0 mesurée sur la Line en excitation axiale

Du côté la partie cylindrique de la cible, cela donne l'impression pour les fréquences les plus basses de l'onde A_0 , que les lignes équiphase se déforment. La prise en compte correcte de ces ondes nécessite de les séparer de l'onde A_0 sinon cela introduit dans les courbes de dispersion deux vitesses différentes pour les mêmes fréquences. La mesure de la vitesse de cette onde est par contre plus difficile parce que l'on ne dispose plus d'un rayonnement dans l'eau tel que l'on puisse mesurer des angles. Cependant, par comparaison avec l'onde de Lamb A_0 , on peut situer la position relative de la courbe de dispersion (Fig. 3.5.9) de cette dernière onde. En fonction de cela on peut émettre l'hypothèse qu'il s'agit de l'onde A ou onde de Scholte-Stoney. La coïncidence des phases aux premiers instants après le passage de la section sphérique vers la section cylindrique (Fig. 3.5.7 et Fig. 3.5.8) semble indiquer que cette onde A est créée par l'onde A_0 au moment de ce passage.

Les causes exactes de ces diffractions supplémentaires ne sont pas encore connues. Mais il se présente essentiellement deux possibilités. Les soudures qui ont été nécessaires pour assembler les trois morceaux de la cible introduisent peut-être malgré la grande finesse d'exécution, une discontinuité d'impédance due soit à un changement d'épaisseur soit aux caractéristiques de la matière au niveau de la soudure. La deuxième cause possible est le passage brutal des ondes d'une surface de rayon de courbure $a = 15$ mm à une autre de rayon de courbure infini ce qui introduit une discontinuité de vitesse des ondes. On peut s'attendre à ce que ces discontinuités provoquent donc des diffractions à tous les passages d'ondes, des deux côtés de la cible.

Ainsi, arrivé au bout de la partie cylindrique on observe (Fig. 3.5.8.b) de nouveau des diffractions. Cependant la situation est moins favorable à une vision détaillée des phénomènes à cause de la présence des ondes venant du côté opposé de la cible. Malgré cela on observe des figures d'interférences résultant du croisement entre les différentes lignes équiphases de l'onde A_0 de même que l'on peut voir celles qui sont réfléchies par la discontinuité et qui retournent sur la partie cylindrique.

Ces ondes réfléchies aux points de jonction parcourent aussi de la même façon la surface de la cible et à chacun de leur passage par des points de jonction subissent l'effet de la discontinuité et engendrent deux nouvelles ondes qui continuent ainsi à se propager dans la cible, une qui repart en sens inverse et une qui continue sur le morceau de cible voisin. Cela produit des

résonances de chaque morceau de la cible à cause des multiples aller-retours de l'onde. Cependant il s'ajoute à cela l'effet de la transmission d'une partie de l'onde d'un morceau à un autre qui rend moins évidente ces résonances.

Si l'on observe maintenant le comportement de l'onde S_0 Fig. 3.5.7 elle donne l'impression de former en bout de cible une impulsion unique qui s'éloigne. En réalité il s'agit comme dans tous les autres cas de deux ondes qui se croisent en faisant le tour en sens contraire de la cible. Cela est mieux perçu lorsque l'on fait l'insonification oblique de la Line (Fig. 3.5.12). On voit alors mieux l'onde S_0 qui entoure complètement la cible. Mais contrairement à l'onde A_0 elle ne donne lieu à aucune diffraction visible au moment du passage de la jonction des éléments de la coque. Plus loin au niveau de la jonction tube sphère on ne voit pas d'onde S_0 réfléchi. Cependant, on note Fig. 3.5.8.b la présence d'onde du type A_0 qui se déplacent symétriquement par rapport à la deuxième jonction alors que la première onde A_0 n'y est pas encore arrivée.

On en déduit qu'elles ont été créées par le passage de l'onde S_0 . Cela nous fait poser l'hypothèse que de la même façon que l'onde A_0 , l'onde S_0 engendre à chaque passage de jonction des ondes A_0 qui ensuite se propagent et introduisent des résonances des différents éléments de la cible. Ces autres ondes ne seraient pas visibles en raison de leur trop faible amplitude sur cette expérience.

On peut essayer de localiser (Fig. 3.5.11) sur un enregistrement effectué par hydrophone les différentes ondes que nous avons vues. Avec un hydrophone, l'excitation axiale permet de mieux découpler l'onde A_0 de la S_0 car cette dernière prend plus d'avance. Elle a donc l'allure d'une impulsion relativement large qu'on revoit ensuite à chacun de ces multiples passages, ce qui donne une fréquence basse de 20 kHz à cette onde. La A_0 apparaît elle comme un signal de plus haute fréquence, environ 600 kHz. Cette répartition fréquentielle est confirmée par la F.F.T du signal (Fig. 3.5.11.b). Si l'on regroupe toutes les mesures effectuées tout autour de la cible, sur un diagramme polaire où les amplitudes sont codées en niveau de gris, on retrouve (Fig. 3.5.10) comme dans la configuration de l'excitation normale les principaux éléments visibles sur les images, mais les réflexions sur les jonctions sont plus difficiles à détecter.

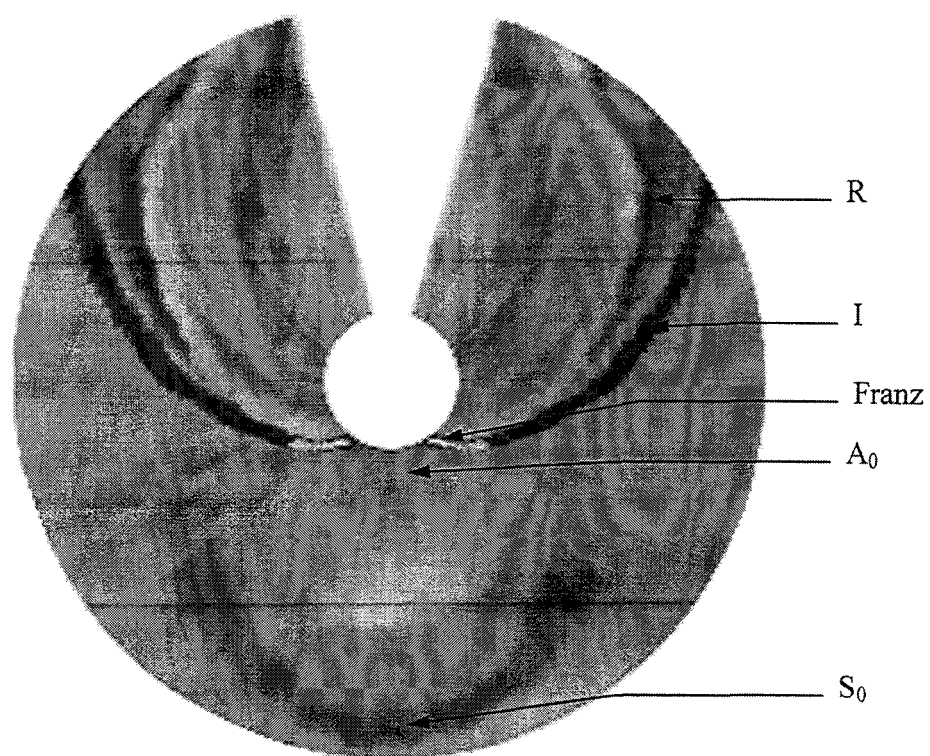


Fig. 3.5.10 Mesures par un hydrone placé à distance constante du centre de la cible (excitation axiale). I : onde incidente, RS réflexion spéculaire

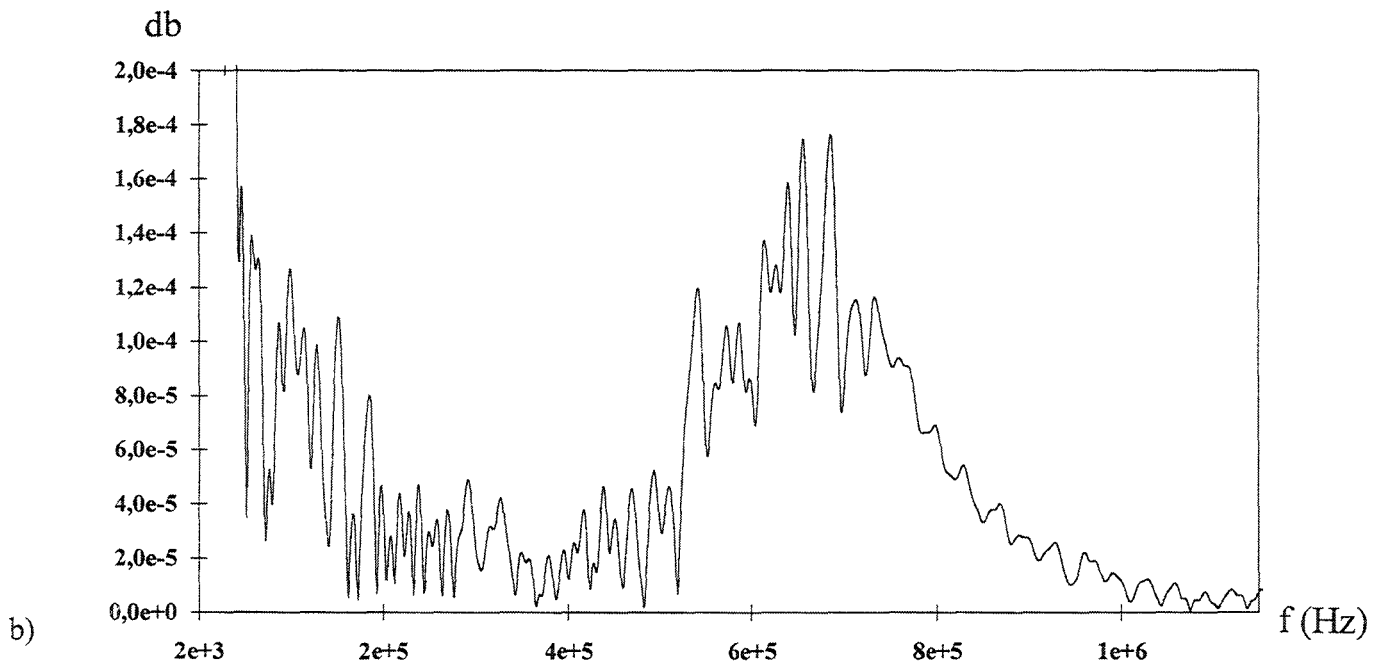
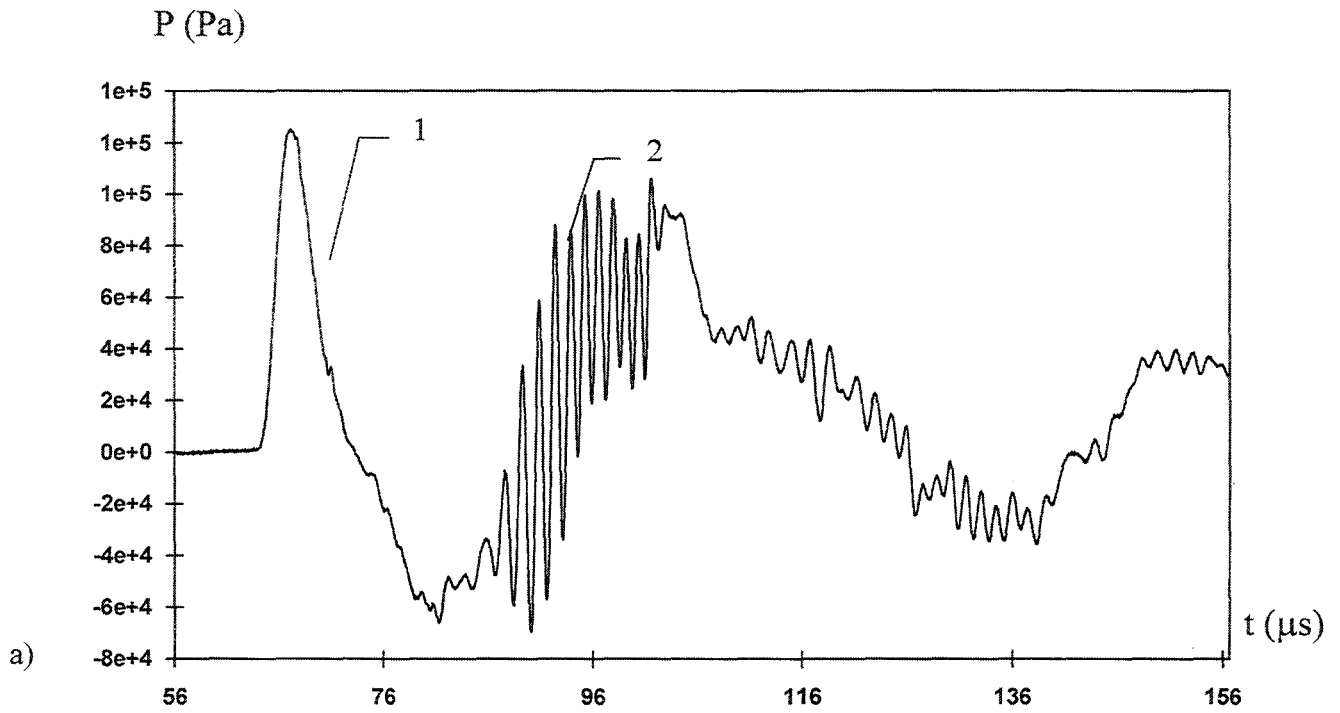


Fig. 3.5.11 diffraction en mode axial par la Line a) Mesure par un hydrophone placé à 180° de la source ; 1) onde de Lamb S_0 2) onde de Lamb A_0 . b) Spectre de l'onde diffractée.

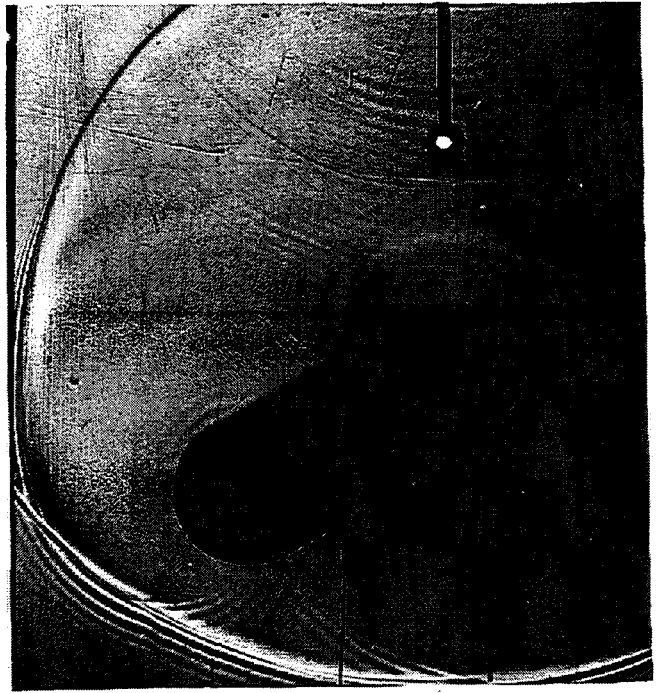
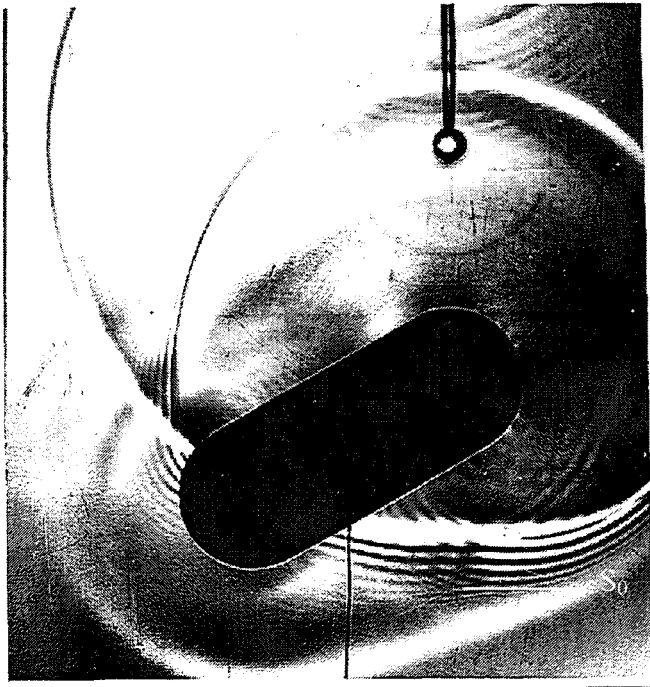
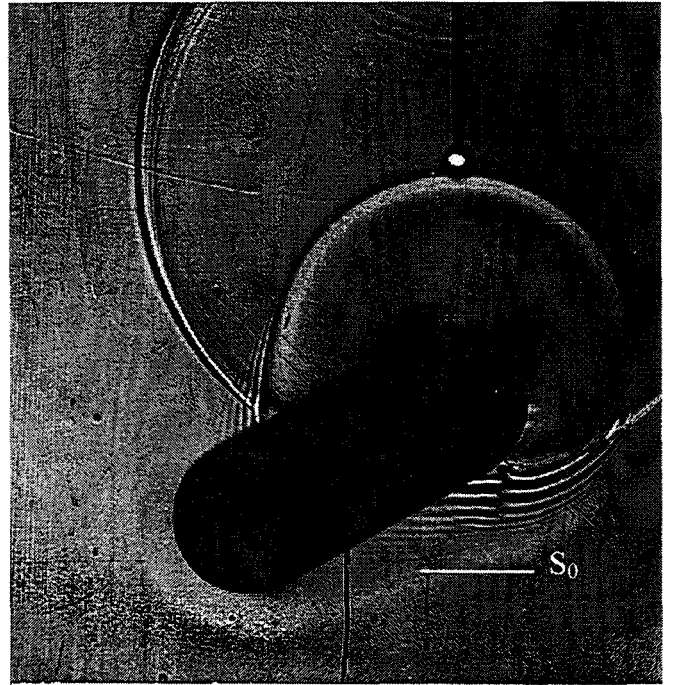
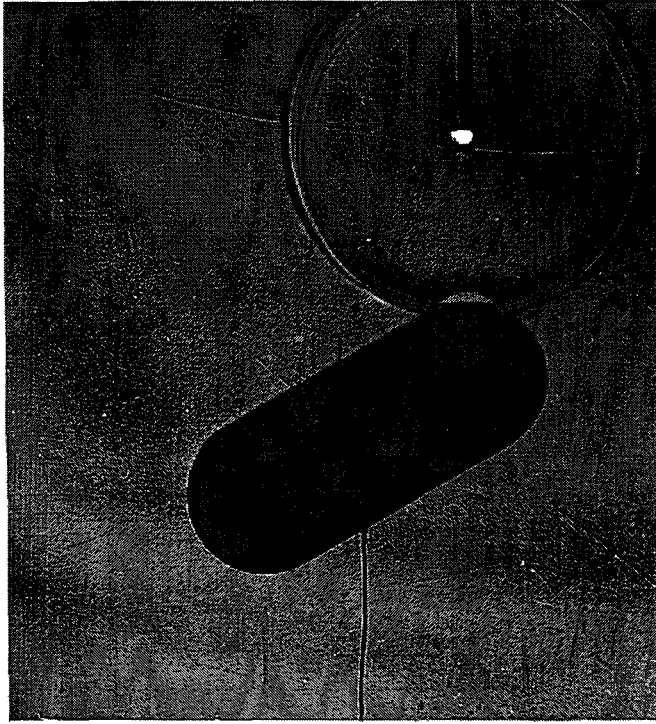


Fig. 3.5.12 Insonification oblique de la cible Line permettant de voir l'onde S_0 dans son ensemble

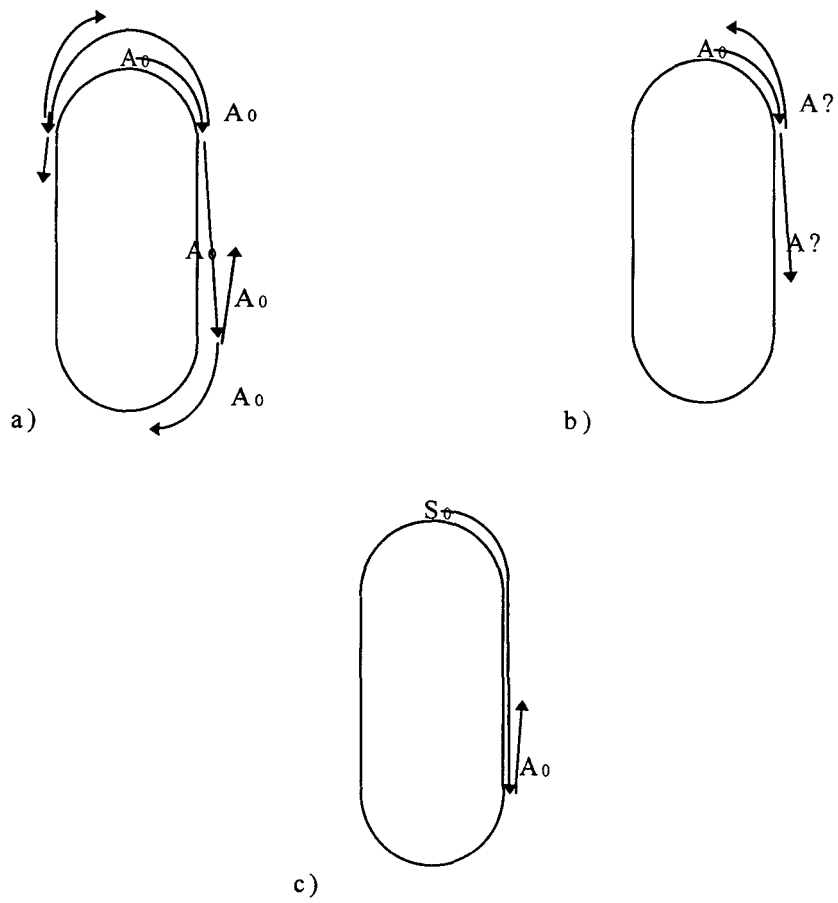


Fig. 3.5.13 Différentes ondes observées aux jonctions des éléments de la Line : a) ondes A_0 résultant de la diffraction de l'onde A_0 créée par l'onde incidente. b) l'onde A_0 crée une onde que nous pensons être l'onde A ; c) ondes A_0 résultant du passage de l'onde S_0 .

En résumé, (Fig. 3.5.13) lorsque l'onde incidente entre en contact avec la cible, elle crée deux types d'ondes qui sont l'onde de Lamb A_0 et l'onde de Lamb S_0 . Ces deux ondes se propagent sur la calotte sphérique et atteignent la jonction de cette dernière avec la partie tubulaire. A ce niveau l'onde A_0 engendre à son passage des ondes qui repartent en sens inverse. On reconnaît par la vitesse et la forme de ces ondes, une onde A_0 . Mais on distingue aussi Fig. 3.5.8.a des lignes équiphases qui indiquent que l'émission du point de jonction continu après le passage de l'onde A_0 . D'autre part, parmi les ondes qui continuent leur chemin après la jonction on remarque une onde peu émissive dont les caractéristiques de vitesse de phase par rapport à l'onde A_0 indiquent une onde A (Scholte-Stoneley). A la seconde jonction, l'onde A_0 engendre de nouveau des échos qui repartent en sens inverse. Mais on remarque Fig. 3.5.8.b que l'onde S_0 à son passage à créé des ondes de type A_0 qui partent en sens inverse. Ainsi, on peut considérer qu'à chaque jonction, les ondes A_0 et S_0 engendrent de nouvelles ondes A et A_0 qui elles en engendrent d'autres à leur passage.

CONCLUSION

L'utilisation conjointe de la source acoustique mini-étincelleur et du système de visualisation ultra-rapide que nous avons développé permet une nouvelle approche des phénomènes de diffusion acoustique par des cibles élastiques immergées. Les caractéristiques quasi-diractionnelles et omnidirectionnelles de la source fournissent un regain d'intérêt pour les approches temporelles en impulsionnel qui peuvent par ailleurs fournir des informations fréquentielles par simple transformation de Fourier. La technique de visualisation donne quant à elle accès à la répartition spatiale du champ acoustique qui fournit des données complémentaires particulièrement intéressantes. Grâce à la grande qualité des photographies obtenues, nous avons pu analyser de façon détaillée les processus de formation des ondes diffusées ce qui a permis d'aider à l'interprétation de signaux temporels. Une compréhension intuitive des interactions et en particulier les ondes hélicoïdales se déplaçant à la surface de cylindres et des tubes est à présent

possible. Mais la méthode prend surtout tout son intérêt pour la mise en évidence des phénomènes complexes tels que par exemple la réémission de zones singulières comme la jonction des parties cylindrique et sphérique de la cible Line.

Par ailleurs, la technique de dépouillement des images que nous avons mise au point nous a permis d'obtenir des informations quantitatives sur les ondes propagées et notamment d'extraire la courbe de dispersion de l'une des ondes de coque. L'identification formelle de l'onde de Lamb antisymétrique A0 sur une plaque et sur un tube a ainsi été possible.

Le champ est à présent ouvert à de nombreuses autres études en milieu liquide mais également en milieux gazeux ou en milieux solides transparents. Ce dernier point semble tout particulièrement intéressant et l'équipe travaille actuellement sur la mise au point d'une technique d'adaptation d'indice destinée à permettre la visualisation dans les solides immergés quelque soit leur forme. De nombreuses applications peuvent ainsi être envisagées et en particulier en ce qui concerne les études de propagation en milieu diphasique.

De nombreuses améliorations du système de visualisation sont enfin possibles comme nous allons le détailler dans le chapitre suivant ce qui devrait permettre d'affiner les résultats actuelles et d'ouvrir de nouvelles possibilités.

IV. PERSPECTIVES D'EVOLUTION DU SYSTEME

INTRODUCTION

Les résultats que nous avons obtenus avec le système d'ombroscopie et de strioscopie réalisé montrent l'intérêt de ce type de dispositif pour l'étude des phénomènes de propagation et d'interactions acoustiques. De nombreuses améliorations sont possibles comme nous allons le voir dans ce chapitre dédié aux perspectives d'évolution.

Les principales directions possibles concernent l'évolution vers la mesure quantitative de la pression acoustique en tout point de l'image, l'imagerie tridimensionnelle et l'amélioration de la sensibilité des acquisitions. De nombreuses techniques utilisées en mécanique des fluides sont a priori transposables. Nous nous limiterons aux applications pouvant se greffer sur le système existant.

IV.1. AMELIORATIONS DE LA TECHNIQUE DE STRIOSCOPIE

Les premières améliorations que nous pouvons proposer conservent la technique de strioscopie.

IV.1.1. AUGMENTATION DE LA SENSIBILITE PAR MULTIPLE TRAVERSEES

La sensibilité de la méthode de schlieren simple est limitée en raison de la faible déviation des faisceaux lumineux. L'augmentation des déviations subies par le faisceau lumineux peut être obtenue simplement en réalisant plusieurs traversées du phénomène ce qui permet d'accumuler ainsi les déviations successives. On suppose pour cela que la déviation initiale du faisceau est très faible. En effet pour que l'image finale révèle des phénomènes localisés dans l'espace, il faut que le rayon lumineux passe sensiblement au même endroit à chaque trajet. Dans le cas contraire l'utilisation de la simple traversée serait de toutes les façons suffisante. La méthode la plus simple consiste à faire une double traversée. Pour cela, un miroir sphérique est placé derrière la zone d'expérience et renvoie le faisceau ayant traversé celle-ci vers la source lumineuse (Fig. 4.1.1).

Devant cette dernière est placé un miroir semi-transparent permettant de récupérer l'image sur le côté.

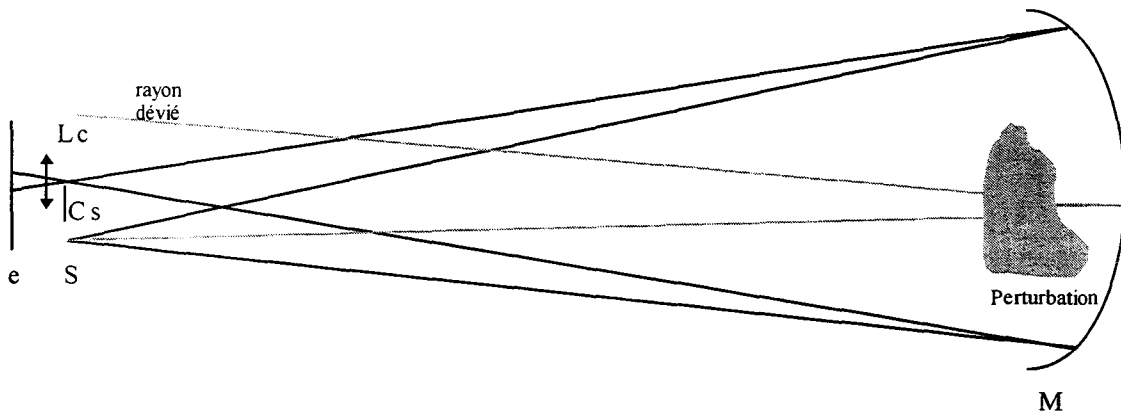


Fig. 4.1.1 dispositif de visualisation en double double traversée permettant d'augmenter la déviation des faisceaux lumineux. S : source lumineuse, M miroir sphérique, Cs : couteau strioscopique, Lc lentille de la caméra, e : écran.

Un système plus performant a été imaginé par L.S.Hall [44], mais c'est beaucoup plus tard que H. Houtman et J. Meyer[45] le réalisent. Il permet un plus grand nombre de traversées en utilisant une cavité de Fabry-Perrot (Fig. 4.1.2). Lorsque la cavité est réalisée avec des miroirs réfléchissant à 99%, il est possible de multiplier la sensibilité par 100 relativement au système sans cavité. Cela signifie que la sensibilité est d'autant plus grande que les miroirs sont réfléchissants. Il faut cependant noter que l'on perd alors autant en luminosité. En effet la lumière vient de l'extérieur du premier miroir et est d'autant moins transmise que les miroirs sont réfléchissants. Cela impose une source lumineuse très intense, c'est à dire en pratique une source laser.

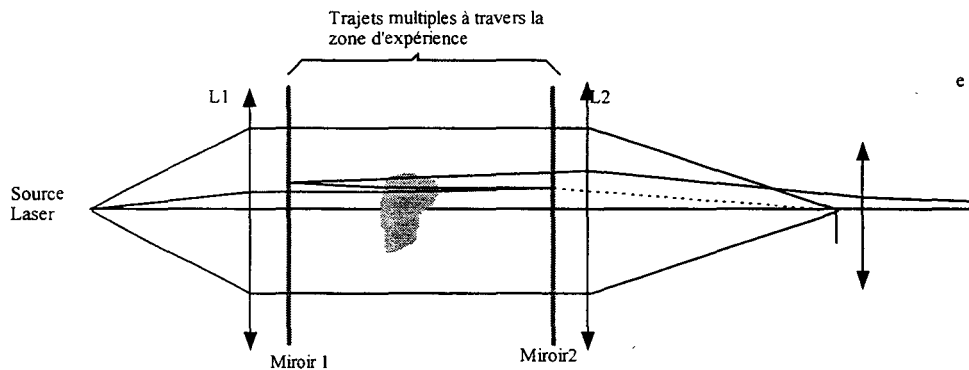


Fig 4.1.2. Système de strioscopie à cavité de Fabry-Perrot. e : écran; L1, L2 : lentilles; Miroir1, Miroir2: miroirs partiellement réfléchissants

IV.1.2. MESURES QUANTITATIVES PAR STRIOSCOPIE

La possibilité de relier le niveau de gris à la dérivé de l'indice de réfraction a poussé de nombreux chercheurs à tenter de faire des mesures quantitatives de pressions à partir des images de strioscopie. Une première méthode consiste à colorer les rayons lumineux suivant leurs angles de déviation. Pour cela, le couteau est remplacé par un filtre comportant des anneaux concentriques multicolores. En effet, au niveau de la tache focale, la position d'un rayon lumineux est proportionnelle à la tangente de son angle de déviation (W. L. Howes [46], P. S. Greenberg[47]). Ainsi, selon son angle de déviation, le rayon lumineux correspondra à une coloration différente. Les calculs effectués par W. L. Howes montrent que les valeurs numériques obtenues par mesures colorimétriques ne sont pas meilleures que dans le cas d'une strioscopie traditionnelle. Mais, l'image obtenue permet de comparer visuellement, différentes zones de l'image, chose difficile à réaliser avec les niveaux de gris. Cependant, le développement des capteurs CCD permet aujourd'hui de mesurer la quantité de lumière en tout point de l'image et cela de façon absolument répétitive, ce qui était une tâche difficile avec les plaques photographiques. Pour autant, les mesures quantitatives directes ne sont possibles que dans le cas de phénomènes d'épaisseurs optiques négligeables [48] permettant l'application directe des formules de Raman-Nath. De telles expériences semi-empiriques de mesures quantitatives de

champs de pression sur des images schlieren ont déjà été effectuées en acoustique dans le cas d'ultrasons focalisés [49]. La partie focalisée du faisceau ultrasonore a été considérée comme composée d'ondes planes ce qui permet d'utiliser directement les formules de Raman-Nath.

Cette adaptation du système est relativement simple à effectuer pour des enregistrements d'images uniques. Nous étudions actuellement une adaptation à notre système multi-images Cranz-Schardin.

IV.1.3. LES PHENOMENES TRIDIMENSIONNELS

L'interprétation qualitative mais surtout quantitative d'images de phénomènes tridimensionnels obtenues par strioscopie ou par ombroscopie peut s'avérer impossible lorsque la déviation finale du rayon lumineux est le résultat d'un trop grand nombre de déviations. La déviation résultante est comme nous l'avons déjà vu proportionnelle à la somme des variations d'indice suivant le parcours du faisceau. Il est par conséquent impossible de savoir dans quels plans se produisent les phénomènes. Pour remédier à ce problème on peut soit essayer de limiter l'observation à un plan de coupe du phénomène observé en ne visualisant que les gradients d'indices dans ce plan, soit de reconstituer des images tridimensionnelles. Quelques auteurs se sont quant à eux contentés d'évaluer sur une simulation les erreurs d'interprétations induites par les intégrations de déviations le long du parcours optique [50].

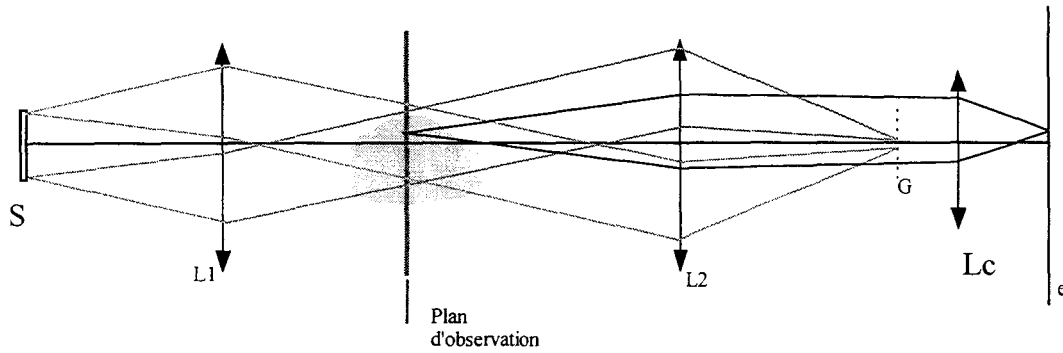


Fig. 4.1.3. Montage de schlieren focalisée. Permet de voir un plan précis du phénomène, L1, L2, lentilles; G, grille de couteaux; e, écran; S, source lumineuse étendue, Lc : lentille de la caméra.

a. Schlieren focalisée

Pour ne faire apparaître sur l'image que les variations d'indice contenues dans un plan de l'espace perpendiculaire au faisceau, on utilise la méthode schlieren focalisée. Son principe est simple et réside dans la réduction de la profondeur de champ du système optique. En effet, un faisceau de lumière parallèle implique une profondeur de champ théoriquement infinie car toutes les ombres créées sur le parcours optique sont nettes sur l'image finale. Au contraire en utilisant une source de lumière étendue et non plus ponctuelle, cet inconvénient est éliminé. Cependant, la tache focale obtenue après la lentille L2 est aussi étendue que la source car elle en est l'image. Pour réaliser la schlieren, on considère alors chaque source élémentaire constituant la source de lumière étendue et chacune d'elles est coupée par un couteau strioscopique. L'ensemble forme alors une grille de couteaux. Ainsi, tous les faisceaux de lumière parallèle non déviés sont focalisés sur la grille et sont arrêtés, alors que les faisceaux déviés passent au travers. La surface sensible étant placée à la focale de la lentille Lc de la caméra, seuls les rayons déviés formant des faisceaux parallèles, c'est à dire ceux situés dans le plan de coupe, forment des points nettes. Le plan de coupe se situant à la focale de la lentille L2, les parties avant et arrière se trouvent complètement floues. Il est ainsi possible de limiter l'observation aux phénomènes situés dans une tranche de l'espace. Néanmoins, ce plan a toujours une certaine épaisseur et celle-ci sera d'autant plus faible que la source lumineuse sera étendue.

b. Tomographie

Une deuxième méthode pour évaluer correctement les phénomènes tridimensionnels consiste à en faire une tomographie. Le principe de la tomographie est utilisé de longue date dans le domaine de l'imagerie médicale à rayons X et peut s'appliquer à tout type de méthode de visualisation. Il consiste à réaliser des images en transmission suivant différentes directions, la reconstitution tridimensionnelle étant obtenue numériquement [51]. Cette technique peut donc être adaptée aussi bien à la strioscopie qu'à l'ombroscopie. T. Pitts [52] et Zanelli [49][53][54] ont pu ainsi obtenir une cartographie de l'intensité moyenne de la pression acoustique en faisant de la tomographie avec un système de Schlieren, c'est à dire en cachant le centre de la tache focale comportant les diffractions d'ordre zéro. En disposant un cache non plus pour éliminer les diffractions d'ordre zéro de la tache focale mais au contraire pour obturer les diffractions d'ordre supérieur à un, c'est à dire avec un système d'ombroscopie limité, la technique de tomographie permet de faire une cartographie du champ de pression.

Les différentes techniques proposées dans les paragraphes précédents représentent des perspectives d'évolution relativement simples à mettre en oeuvre à court terme. Basées sur le dispositif actuel, elles ne nécessitent pratiquement que l'adjonction d'un ou de plusieurs capteurs CCD. Cependant dans le cas de mesures quantitatives des perspectives intéressantes peuvent également être envisagées par l'utilisation de techniques interférométriques, c'est ce que nous allons détailler à présent.

IV.2. METHODES INTERFEROMETRIQUES

Les méthodes de visualisation utilisant l'interférométrie sont nombreuses. Nous n'étudierons ici que celles dont le dispositif expérimental est proche des montages d'ombroscopie et de strioscopie. Trois groupes principaux seront successivement considérés :

- l'interférométrie directe
- l'interférométrie différentielle
- l'interférométrie holographique.

IV.2.1.INTERFEROMETRIE DIRECTE

L'interférométrie directe utilise deux faisceaux optiques largement séparés, l'un servant de référence et passant en dehors de la zone et l'autre traversant la zone à étudier. Le grand avantage de cette méthode est que les déplacements de franges d'interférences entre les deux faisceaux sont alors proportionnels à la variation du chemin optique et non plus à sa dérivée comme dans les autres méthodes. L'utilisation de la technique d'inversion d'Abel, permet ensuite de reconstituer l'évolution en pression d'un signal acoustique observé comme l'ont montré B.Ward [55] et A. Cwik [56] sur une configuration axisymétrique.

Cependant, l'interférométrie directe a l'inconvénient de nécessiter d'un montage optique très stable et des réglages particulièrement difficiles, ce d'autant que le champ à visualiser est grand.

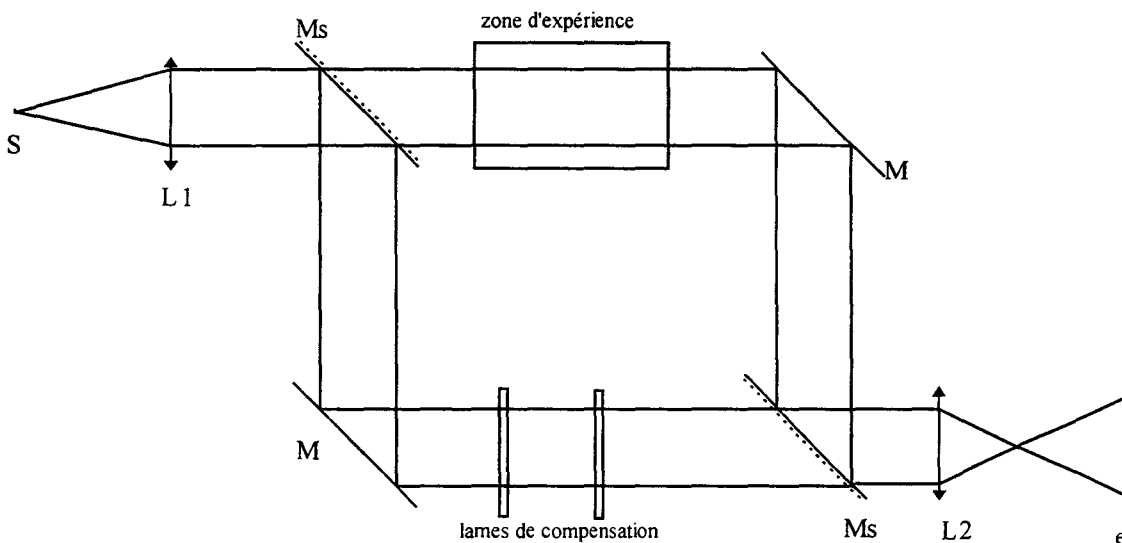


Fig 4.2.1. Montage d'interférométrie directe Mach-Zehnder S : source, L1, L2 lentilles, M : miroirs, Ms : miroirs semi-transparents, e : écran.

IV.2.2.INTERFEROMETRIE DIFFERENTIELLE

La technique d'interférométrie différentielle est dérivée de la précédente. La différence tient à ce que les deux faisceaux lumineux qui interfèrent entre eux traversent le même champ

d'expérience. Ceci a pour avantage de minimiser les contraintes sur le dispositif expérimental. Les franges d'interférences obtenues traduisent la différence de chemin optique entre deux faisceaux voisins. Les résultats obtenus par ces méthodes seront donc du même type que ceux de la strioscopie, c'est à dire proportionnels à la dérivée de l'indice de réfraction mais avec l'avantage que les variations d'indice se traduisent en déplacement de franges d'interférences et sont donc plus faciles à quantifier. De plus, les déplacements de franges sont totalement indépendants de la surface photosensible utilisée. Comme dans le cas de la strioscopie, la méthode d'inversion d'Abel est utilisée pour trouver les valeurs d'indice dans le cas axisymétrique.

Partant d'un système de strioscopie, le montage d'interférométrie le plus simple consiste à remplacer le couteau de strioscopie par un fil. La tache focale est ainsi divisée en deux parties contenant chacune toutes les informations relatives à l'image complète. Sur l'écran, ces deux images se superposent et les rayons lumineux de chacune d'elles interfèrent. Pour cela, certaines conditions doivent être respectées [57]. En particulier, le diamètre D du fil doit satisfaire la condition suivante :

$$D \leq \frac{1,2\lambda}{\pi d}$$

d épaisseur optique de la perturbation, et λ longueur d'onde du faisceau de lumière traversant le phénomène.

Une méthode plus sûre, ne dépendant pas de la dimension du phénomène observé consiste à utiliser un biprisme de wollaston (Fig. 4.2.2.a). Le biprisme de wollaston est composé de deux prismes accolés, taillés dans un matériau biréfringent. Il a la propriété de séparer un faisceau de lumière en deux faisceaux présentant une différence de polarisation de 90° et se propageant suivant des angles différents. Lorsque l'on met un biprisme au niveau de la tache focale d'un système de strioscopie [58], [59], il en sort deux faisceaux se propageant suivant deux angles différents, et formant sur un écran deux images légèrement décalées dont les rayons lumineux interfèrent. Deux filtres polarisants (un utilisé comme polariseur et l'autre comme analyseur) sont placés de part et d'autre du biprisme de façon à disposer de composantes également polarisées capables d'interférer.

Mais, la meilleure méthode consiste à séparer la lumière par un biprisme dès l'émission par la source lumineuse en deux faisceaux polarisés différemment (Fig 4.2.2.b). Au niveau de la tache focale après traversée du milieu à analyser, ces deux faisceaux sont dirigés vers un deuxième biprisme afin de reformer une même image par processus inverse. Mais les deux faisceaux n'ayant pas suivi les mêmes parcours, il se produit des franges d'interférences proportionnelles à la différence de marche entre les deux mêmes points de chaque faisceau.

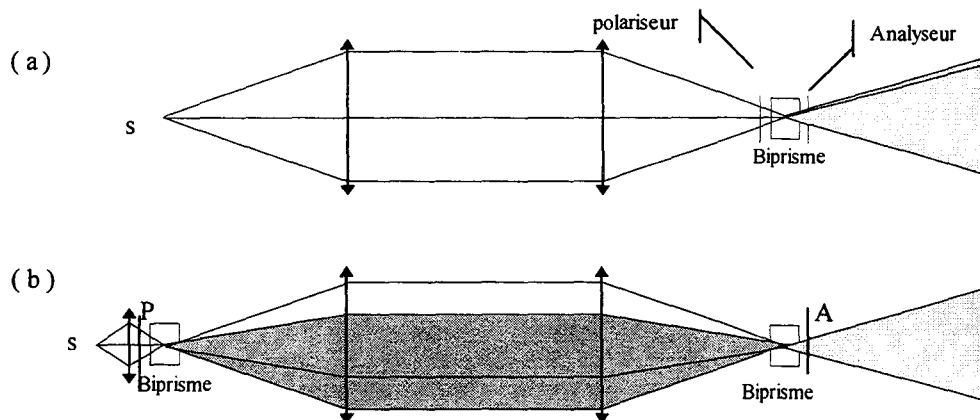


Fig. 4.2.2. Interférométrie différentielle avec a) un biprisme de Wollaston b) avec deux bismes de Wollaston. s : source lumineuse.

Il est aussi possible d'utiliser des techniques classiquement utilisées en interférométrie directe pour faire interférer deux faisceaux que l'on aura créés au niveau de la tache focale (Fig. 4.2.3). Ainsi, on obtient un système d'interférométrie différentielle en disposant un montage Mach-Zehnder au niveau de la tache focale d'un système de strioscopie. Ce système qui peut être compact garde tous les avantages de l'interférométrie différentielle. Cependant, il y a un point délicat qui est la création d'un faisceau de référence. Pour cela il faut diviser le faisceau en deux à l'aide d'un miroir semi-transparent. Puis sur l'un des deux faisceaux, éliminer toutes les informations qu'il contient en le faisant passer à travers un filtre spatial. Ce filtre peut prendre plusieurs aspects qui vont du simple diaphragme, au filtre diffusant à base de microbilles [60], l'enjeu à ce niveau étant de limiter au maximum les pertes de lumière.

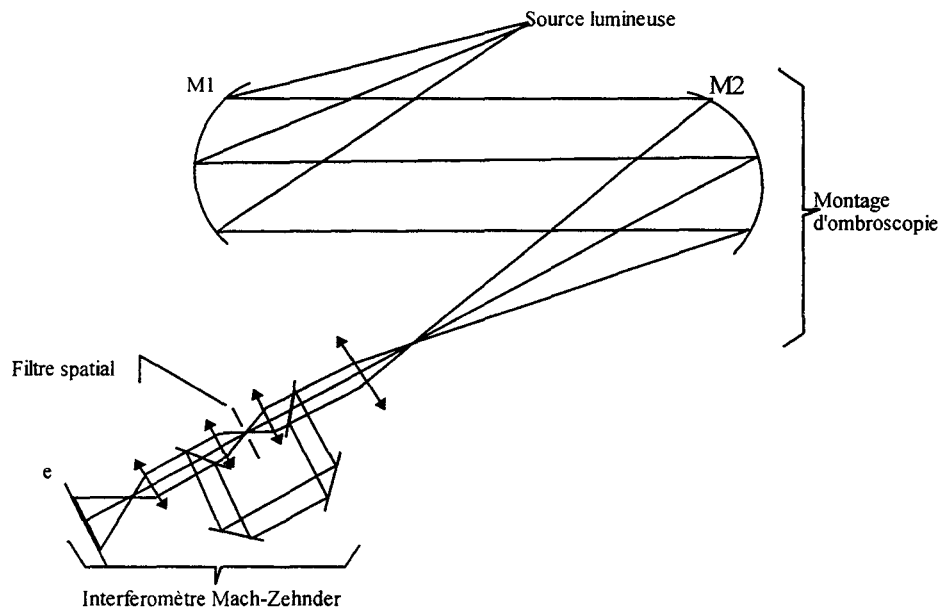


Fig. 4.2.3. Interféromètre différentielle utilisant un dispositif Mach-Zehnder. e : écran; M1, M2 : miroirs sphériques.

Notons que l'interprétation quantitative des interférogrammes est elle aussi rendue difficile par la présence des phénomènes tridimensionnels. Tout comme la strioscopie on utilise les techniques d'inversion d'abel ou de tomographie pour reconstituer le trajet de la lumière. Dans la plupart des cas, on considère en interférométrie que les rayons lumineux sont peu déviés, et que les variations d'indice de réfraction ne jouent que sur la longueur du chemin optique c'est à dire sur le retard de phase. Par contre ces effets sont impossibles à négliger lorsque les phénomènes acoustiques observés sont de grande amplitude. Contrairement à l'interférométrie directe, le déplacement des franges correspond à la différence entre deux points et non plus à l'allongement absolu du chemin optique. Un compromis consiste alors à transformer un système d'interférométrie différentielle en un système d'interférométrie directe en séparant au maximum les faisceaux, de façon à ce que l'un des deux passe dans une zone non perturbée du fluide observé. Cependant cette technique conduit à de fortes deviations angulaires par rapport à l'axe optique et les approximations classiques ne lui sont pas toujours applicables

IV.2.3. INTERFEROMETRIE HOLOGRAPHIQUE

L'holographie en elle même est un outil de travail intéressant qui peut être utilisé tel quel. En effet, un hologramme du phénomène peut être étudié en ombroscopie ou en strioscopie en le mettant à la place du phénomène à étudier. Cette façon d'utiliser les hologrammes peut être très intéressante, notamment pour résoudre les problèmes d'étude de phénomènes tridimensionnels. En effet la tomographie nécessite plusieurs acquisitions avec des positions différentes pour chaque instant de prise de vue, ce qui va à l'encontre de la rapidité d'acquisition. Par contre, sur un hologramme pris à un instant donné, il sera possible de faire plusieurs acquisitions.

Mais il est en général plus intéressant de faire interférer deux hologrammes pris l'un avec le phénomène et l'autre sans. Bien qu'utilisé dans le domaine de l'étude de mouvements vibratoires de surfaces solides, cette méthode, très difficile à mettre en place, n'a encore jamais été utilisée pour l'étude de la propagation acoustique en milieu fluide.

IV.3. CONCLUSION

Les différents systèmes étudiés dans ce chapitre fonctionnent sur la base d'un montage comportant deux miroirs convergents, l'un situé avant, et l'autre situé après la zone d'expérience. Une dernière lentille permet de faire l'image sur un écran de dimension voulue. Ce type de dispositif est particulièrement intéressant dans notre cas car il permet l'utilisation d'une caméra ultra-rapide de type Craz-Schardin comme celle dont nous disposons à présent. Des évolutions progressives du système actuel sont donc possibles aisément. Suivant les dispositifs la quantité mesurée concerne la dérivée seconde, la dérivée première et même la valeur relative de l'indice de réfraction local du fluide. Nous avons vu que l'apparition de surfaces photosensible électronique (CCD) [61] fournit aujourd'hui la possibilité d'une numérisation directe des intensités lumineuses et de rendre quantitatives des techniques anciennement qualitatives comme l'ombroscopie et la strioscopie.

Dans le cadre de l'utilisation actuelle du dispositif de visualisation conjointement avec la source à étincelle de forte puissance, il nous semble que l'amélioration de la sensibilité n'est pas le point principal des évolutions à court terme. Le passage à des mesures quantitatives utilisant un capteur CCD semble certainement le point le plus important, de même que la recherche d'une imagerie tridimensionnelle.

CONCLUSION GENERALE

Un dispositif de visualisation ultra-rapide permettant d'enregistrer des séquences à des cadences atteignant 10 millions d'images par secondes avec des champs d'observation de plusieurs dizaines de centimètres a été réalisé. Un soin particulier a été porté à l'étude des grandeurs acoustiques mesurées. Ce dispositif qui peut fonctionner actuellement en mode ombroscopique et strioscopique, a été utilisé dans un premier temps pour la caractérisation et l'optimisation de la source acoustique impulsionnelle de type mini-étinceleur réalisée par ailleurs dans le cadre de la thèse de A. Kemmou (1996) [6]. Un modèle théorique a en particulier été élaboré sur la base des visualisations réalisées complétées de mesures acoustiques larges bandes. Nous avons ainsi effectué une étude détaillée de l'influence des paramètres électriques et des caractéristiques du milieu de propagation sur l'amplitude et la largeur de bande de l'émission acoustique de cette source, ainsi que sur la dynamique de la bulle de cavitation associée. L'analyse de cette dernière a permis de définir la fenêtre temporelle d'utilisation de la source conditionnée par les émissions acoustiques secondaires créées à chaque rebond.

Indépendamment de l'intérêt majeur qu'ils présentent pour l'utilisation de la source mini-étinceleur, ces résultats apportent des compléments d'information sur le comportement des bulles de cavitation et notamment que l'énergie perdue d'un cycle à l'autre par la bulle s'explique en grande partie par l'émission acoustique au rebond intermédiaire.

Dans un second temps, le dispositif de visualisation et la source mini-étinceleur ont été utilisés conjointement pour l'étude de la diffusion acoustique par des cibles élastiques. Grâce aux caractéristiques acoustiques exceptionnelles de signature temporelle, ponctualité et puissance rayonnée de la source acoustique, ainsi qu'aux spécificités du dispositif de visualisation, des images de qualités mettant en évidence des phénomènes fins d'interaction entre l'onde d'excitation et les cibles ont été réalisées.

Nous avons montré que l'observation de la répartition spatiale des champs acoustiques représente un complément d'information intéressant pour l'interprétation des signaux acoustiques

enregistrés par un hydrophone lorsque la cible est de forme complexe. Nous avons par ailleurs développé une méthode d'extraction des courbes de dispersions des vitesses de phases des ondes élastiques propagées dans les coques à partir de la photographie de leur rayonnement dans le fluide environnant. Une première avancée vers les méthodes quantitatives a ainsi été effectuée. Cette méthode nous a ainsi permis d'identifier formellement l'excitation d'une onde de type A_0 lors d'une insonification sous incidence normale d'un tube immergé.

Le dispositif expérimental commun aux équipes de Messieurs P. Pernod (I.E.M.N) et A. Merlen (L.M.L) est à présent totalement opérationnel et représente un outil d'investigation original et performant qui peut déboucher sur un grand nombre d'autres études. En particulier, des essais que nous avons réalisés, non relatés dans ce mémoire nous ont permis de vérifier que les études dans l'air et en milieu solide étaient également possibles. Le champ est ainsi ouvert pour de nombreuses études fondamentales de propagation dans des milieux variés, incluant les simulations sur modèles réduits de phénomènes à grande échelle (acoustique sous-marine, explosions, sismique...). De nouvelles perspectives sont également apparues récemment, grâce aux travaux engagés par les deux équipes sur l'adaptation d'indice d'un milieu fluide pour l'observation d'ondes dans les solides qui y sont immergés. Des prolongations d'études de diffusion acoustique devraient ainsi être possibles vers les milieux diphasiques formés d'une partie liquide et d'une partie granulaire dans lesquels les visualisations ont été jusqu'à ce jour impossibles en raison de la différence d'indice entre les milieux.

Nous achèverons cette conclusion en évoquant les améliorations possibles du dispositif expérimental réalisé qui pourraient constituer une suite à ce travail.

En ce qui concerne le système de visualisation, la voie à suivre est probablement le remplacement des sources de lumière de type éclateur par des diodes électroluminescentes ou lasers, et des plaques photographiques par une réception de type CCD. Ces évolutions auront pour avantage de minimiser les perturbations à l'environnement extérieur, de réduire la parallaxe, d'augmenter la sensibilité de la prise d'image, et d'ouvrir la voie à une imagerie véritablement quantitative. Les difficultés à contourner seront en contrepartie de conserver la très grande cadence de prise d'image actuelle, le temps de réponse des capteurs CCD étant actuellement

fortement limité. Une autre voie à développer pour l'orientation vers des mesures quantitatives est l'évolution du dispositif actuel vers l'imagerie interférométrique. Des ondes acoustiques de faible amplitude générées par des sources acoustiques conventionnelles pourront ainsi être également étudiées. Les contraintes sur la précision et la stabilité mécanique du dispositif optique seront au contraire renforcées.

En ce qui concerne la source mini-étinceleur, il s'agit d'un outil à présent bien maîtrisé qui devrait simplement à notre sens être comparé soigneusement aux sources acoustiques de type laser.

Du point de vue des applications, outre les ouvertures mentionnées précédemment, les efforts devront être portés sur la confrontation des résultats expérimentaux avec les calculs numériques disponibles à ce jour et l'évolution des codes pour la modélisation des phénomènes d'interaction d'ondes impulsionnelles sphériques telles que celles délivrées par la source mini-étinceleur.

V. BIBLIOGRAPHIE

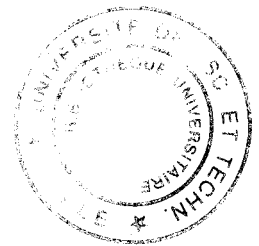
- [1] R.Lucas, P. Biquard "Propriétés optiques des milieux solides et liquides soumis aux vibrations élastiques ultrasonores" J. Phys. Rad., 3, 1932 pp. 464
- [2] P.Debye, F. W. Sears "On the scattering of light by supersonic waves" Proc. Nat. Acad. Sci. (Washington), 18, 1932 pp. 409
- [3] O. von Schmidt Z.Phys. Vol. 39, 1938 pp 868.
- [4] W. G. Neubauer "Pulsed circumferential waves on aluminium cylinders in water" J.A.S.A Vol. 45, 1969 pp1134-1144
- [5] W. G. Neubauer, L.R. Dragonette "Observation of waves radiated from circular cylinders caused by an incident pulse " J.A.S.A Vol. 48, 1970 pp1135-1149.
- [6] A. Kemmou "Source acoustique pour mesure de réponses impulsionnelles" Thèse de doctorat 3ème Cycle Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis Mai 1996
- [7] P. Pernod, B. Piwakowski, J. C. Tricot, B. Delannoy "Mini-sparker as a source in seismic models" Proceedings of the 16th Int. Symp. Acoustical imaging Vol. 16 Chicago 1987
- [8] P. Pernod, B. Piwakowski, B. Delannoy, J. C. Tricot "Detection of shallow underground cavities : Physical modelling approach" Proceedings of the 17th Int. Symp. Acoustical imaging Vol. 17 Sendai 1988
- [9] P. Pernod, B. Piwakowski, J. C. Tricot, B. Delannoy, J. M. Pierre "Détection d'objets diffractants à faible profondeur par méthodes sismiques: Modélisation physique" Actes du 1er Congrès Français d'Acoustique Supplément n°3 au Journal de Physique tome 31 Fév. 1990
- [10] W Merzkirch "Flow Visualization" second edition Academic Press 1987 pp 115-159
- [11] R. Clausius, "Die mechanische wärmetheorie", Vol. II p.62 Vieweg, Braunschweig 1864-67
- [12] H.S. Yadav, et Al "Measurement of refractive index of water under high dynamic pressure" J. App.Phys. 1973 Vol.44, pp. 2197-2200.
- [13] F. J. Weyl "Analysis of optical Methods" Physical Measurements in Gas Dynamics and Combustion (R. W. Ladenburg, ed.) pp3-25. Princeton Univ. Press, Princeton new Jersey
- [14] B.D.Cook "Measurement from the optical nearfield of an ultrasonically produced phase grating" J.A.S.A., Vol. 60 N° 1 1976 pp95-99
- [15] L. Foucault, Ann. Obs. Imp. Paris 5, pp. 197-237 (1859)
- [16] A. Toepler, Pogg. Ann.Phys Chem 127, 556 (1886)

- [17] P.Pernod, A. Merlen, A. Kemmou, A.Ahyi, "Etude par visualisation ultra-rapides et mesures de pression d'une source impulsioneelle large bande non directive", Journal de physique IV, Colloque C5, Supplément au Journal de Physique III, Vol. 4, Mai 1994, pp729-732.
- [18] P. Pernod, A.Merlen, A. Kemmou, A.Ahyi, B. Delannoy. "Ponctual transient acoustic source for experimental impulse response measurements", IMACS, IEEE-SMC, SPRANN'94, pp. 689-692.
- [19] P.Pernod, A.Ahyi, A. Merlen. "Transient Acoustic scattering by elastic objects : High speed visualization and large banded pressure measurements" Forum acusticum 1996 Antwerpen BELGIUM Acustica Vol.82 Suppl.1 pp s247.
- [20] P. Pernod "Etude et développement de nouvelles techniques de caractérisations ultrasonores" Juillet 1996 Synthèse d'activités scientifiques en vue de l'obtention de l'habilitation à diriger des recherches
- [21] P.Wong, E.O.Forster "High-speed schlieren studies of electrical breakdown in liquid hydrocarbons" Can. J. Chem. 55, 1977 pp1890-1898.
- [22] J. C. Devins, S. J. Rzad, R. J. Schwabe "Breakdown and prebreakdown phenomena in liquids" J. Appl. Phys. 52 (7) 1981 pp. 4531-4545.
- [23] J. C. Devins, S. J. Rzad, R. J. Schwabe "The role of electronic processes in the electrical breakdown of insulating liquids Can. J. Chem. 55, 1977 pp. 1899-1905.
- [24] A. P.Alkhimov et al. "The development of electrical discharge in water" Sov. Phys. Dokl. Vol.15 N°. 10 pp. 959-961.
- [25] A. H. Olson, S. P. Sutton "The physical mechanisms leading to electrical breakdown in underwater arc sound sources" J. A. S. A., Vol. 94 (4), 1993 pp. 2224-2231.
- [26] B.L. Henson "Theoretical transient currents from space-charge swarms in fluids" J. Appl. Phys 51(8), 1980 pp4076-4079.
- [27] L. Dragone. "Electric arc explosions : A thermal paradox" J. Appl. Phys. 62 (8), 1987 pp. 3477-3479.
- [28] L. Rayleigh "On the pressure developped in a liquid during collapse of a spherical cavity" Phil. Mag. ; 34 (1917) pp 94-98
- [29] V. P. Korobeynikov, N. S. Mel'nikova and, Y. V. Ryazanov "The theory of point explosion" JPRS Scientific and technical series

- [30] Y. Tomita, A. Shima "On the behavior of a spherical bubble and impulse pressure in viscous compressible liquid" Bulletin of the JSME Vol. 20, N° 149 Nov. 1977.
- [31] C. Herring " Theory of the pulsations of the gas bubble produced by an underwater explosion" Columbia Univ. NDRC rep.C-4-sr10-010, 1941
- [32] A. Ahyi, A. Kemmou, P. Pernod, A. Merlen "Mini-sparker application to hydrophones calibration and diffraction investigation" IEEE Ultrasonics Symposium 1994 Cannes pp 647-650
- [33] T. Otani, M. Takeda "Etude de l'onde acoustique émise par un éclateur de décharge électrique en vue de la source ponctuelle sphérique d'impulsion acoustique" 11^{ème} I.C.A Paris 1993 Lyon-Toulouse pp 341-344
- [34] D. Brill, H. Überall "Acoustic waves transmitted through solid elastic cylinders" J.A.S.A Vol. 50 (3) 1971 pp 921-939
- [35] P. J. Welton, M. de Billy, A. Hayman, G. Quentin "Back scattering of short ultrasonic pulses by solid elastic cylinders at large ka " J.A.S.A Vol. 67 (2) 1980 pp 470-476
- [36] W. Franz, Z. Naturforsch. 9a, 1954 pp705-7016
- [37] J.L. Leander "On the relation between the wavefront speed and the group velocity concept" J.A.S.A Vol. 100 (6) 1996 pp3503-3507
- [38] G. Maze, F.Léon, J. Ripoché, A.Klauson, J. Metsaveer, H. Uberall "Nature de l'onde d'interface de Scholte sur une coque cylindrique" Acustica Vol. 81 N°3 1995 pp201-290
- [39] M. Talmant, G. Quentin, J.L. Rousselot J.V. Subrahmanyam, H. Uberall "Acoustic resonances of thin cylindrical shells and the resonance scattering theory" J.A.S.A Vol. 84 (2) Aug. 1988, pp681-687
- [40] X. L. Bao, H. Franklin, P.K. Raju,H. Uberall "The splitting of dispersion curves for plates fluid loaded on both sides" J.A.S.A. Vol. 102 (1) 1997 pp 1-3
- [41] J.P. Sessarego, J Sageloli, "Analyse temps fréquence de signaux en milieux dispersifs. Application à l'étude des ondes de Lamb" J.Acoustique Vol. 3 1990 pp273-280
- [42] D.Décultot "Diffusion acoustique par des objets axisymétriques immergés : cas des cylindres limités par des hémisphères" Thèse de doctorat 3^{ème} cycle Université du Havre Janvier 1993
- [43] G.V. Frisk J. W. Dickey H. Überall "Surface wave modes on elastic cylinders" J.A.S.A Vol. 58 (5) 1975 pp996-1008
- [44] L.S. Hall "High sensitivity schlieren technique " Rev. Sci. Instrum. 1966 pp 1735-1736
- [45] H.Houtman, J.Meyer "Multipass dark-ground photography of a low pressure gas jet" Appl. Optics Vol. 23 N°13 1984 pp. 2178-2180.

- [46] W.L.Howes "Rainbow schlieren and its applications" Applied Optics Vol. 23 N° 14 1984 pp2449-2460.
- [47] P. S. Greenberg, R. B. Klimek, D. R. Buchele "Quantitative rainbow schlieren deflectometry" Applied Optics Vol. 34 N°19 1995 pp3810-3822.
- [48] A. Hanafy, C. I. Zanelli "Quantitative real-time pulsed schlieren imaging of ultrasonic waves." Proc IEEE SYMP. 1993 pp. 1223
- [49] C. I. Zanelli M. M. Kadri "Measurement of acoustic pressure in the non linear range in water using quantitative schlieren." Proc IEEE SYMP. 94 pp. 1765 1768
- [50] G.Decker, R.Deutsch, W.Kies, J. Rybach "Computer-simulated schlieren optics" Applied Optics Vol. 24 N°6 pp. 823-828.
- [51] O.Sasaki,Y.Anbe, S.Takagi "Tomographic visualization of acoustic field from intensity of diffracted light" Applied Optics Vol. 24 N°14 1985 pp. 2097-2102.
- [52] T.Pitts et al. "Tomographic schlieren imaging for measurement of beam pressure and intensity" Proc IEEE SYMP. 94 pp. 1665-1668
- [53] C. I. Zanelli S. de Marta, C. W. Hennige, M.M.Kadri "Beam forming for therapy with high intensity focused ultrasound using quantitative schlieren." Proc IEEE SYMP. 1993 pp. 1233
- [54] C. I. Zanelli, C. W. Hennige, N. T. Sanghvi "Design and characterisation of a 10 cm annular array transducer for high intensity focused ultrasound applications" Proc IEEE SYMP. 1994 pp. 1887
- [55] B.Ward, D.C.Emmony "The energies and pressures of acoustic transients associated with optical cavitation in water" Journal of modern optics Vol. 37N°4 1990 pp. 803-811
- [56] A. Cwik, H. Ermert "A quantitative Schlieren method for the investigation of axisymmetrical shock waves" IEEE Ultrasonics Symposium 1993 pp. 789-793.
- [57] J. B. Brackenridge, J. Peterka "Criteria for quantitative schlieren interferometry"
- [58] U. Kogelschatz "Application of a simple differential interferometer to high current arc discharge Applied Optics Vol. 13 N°8 1974 pp. 1749-1752
- [59] R. D. Small, V.A. Sernas, R. H. Page "Single beam schlieren interferometer using Wollaston prism" Applied Optics Vol.11 N°4 April 1972 pp. 858-862
- [60] W. L. Howes " Large aperture interferometer with reference beam" Applied Optics " Vol. 23 1984 pp. 1468-1473
- [61] B. Bretthauer, G. E. A. Meier, B.Stasicki "An electronic Cranz schardin camera" Rev. Sci. Instrum. 62 (2), 1991 pp. 364-368.

- [62] J. Lapierre, S. Lowenthal "Visualisation of acoustic wave fronts by means of acoustic stroboscopy" Optics Com..., 6(1) 1972 p1.
- [63] J. Duclos et J.Ripoche "Visualisation stroboscopique des ondes ultrasonores en milieu liquide" C.R. Acad. Sci (Paris), B 275 , 1972 p. 525.
- [65] A. Hayman, G. Quentin, J. Doucet "Schlieren observations of scattering of short ultrasonic pulses from elastic cylinders" Revue du Cethedec, 1979 n° 60, pp. 13-20
- [64] J.O. Weight, A. Hayman "Observation of the propagation of very short ultrasonic pulses and their reflection by small targets" J.A.S.A 63 1978 pp. 396-404.



DEVELOPPEMENT D'UN SYSTEME D'IMAGERIE ULTRA-RAPIDE :
APPLICATION AUX ETUDES DE RAYONNEMENT ET DE DIFFUSION ACOUSTIQUE

Un système de visualisation ultra-rapide, basé sur la technique Craz-Schardin, a été réalisé. Ce système permet de prendre des séries de 24 images strioscopiques successives espacées par des intervalles de temps réglables individuellement de 100ns à 2s. Les champs visualisés peuvent par ailleurs atteindre 50cm de diamètre.

Ce système de visualisation a été utilisé dans un premier temps pour l'optimisation d'une source acoustique de type mini-étinceleur (émission due à une étincelle électrique) qui a la particularité d'émettre un front d'onde sphérique et de posséder une signature acoustique quasi-diracienne de forte amplitude (1 bar à 50cm). La dynamique de la bulle de cavitation associée à la décharge électrique et son influence sur l'émission acoustique a en particulier été étudiée.

Le système de visualisation et la source mini-étinceleur ont été utilisés de façon conjointe dans un second temps pour l'étude de réponse impulsionnelle de cibles élastiques immergées (diffusion acoustique). Ainsi ont été abordés le cas des tubes pour lesquels les ondes géométriques, de Franz et de Lamb ont été identifiées, et le cas plus complexe de la cible cylindrosphérique (LINE).

Mots clés :

schlieren, strioscopie

diffusion acoustique, ondes de Lamb

cavitation

caméra ultra-rapide

