

55376
1989
11

55376
1989
11

N° d'ordre : 400

THÈSE

Présentée à

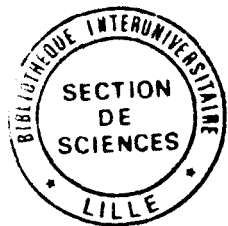
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET
TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

Docteur en Mécanique

par

Rachid OUAKED



ETUDE DES PHENOMENES PROPAGATIFS EN CONDUITE DANS UN CIRCUIT
HYDRAULIQUE : INTENSIMETRIE HYDROACOUSTIQUE

Soutenue le 7 Juillet 1989

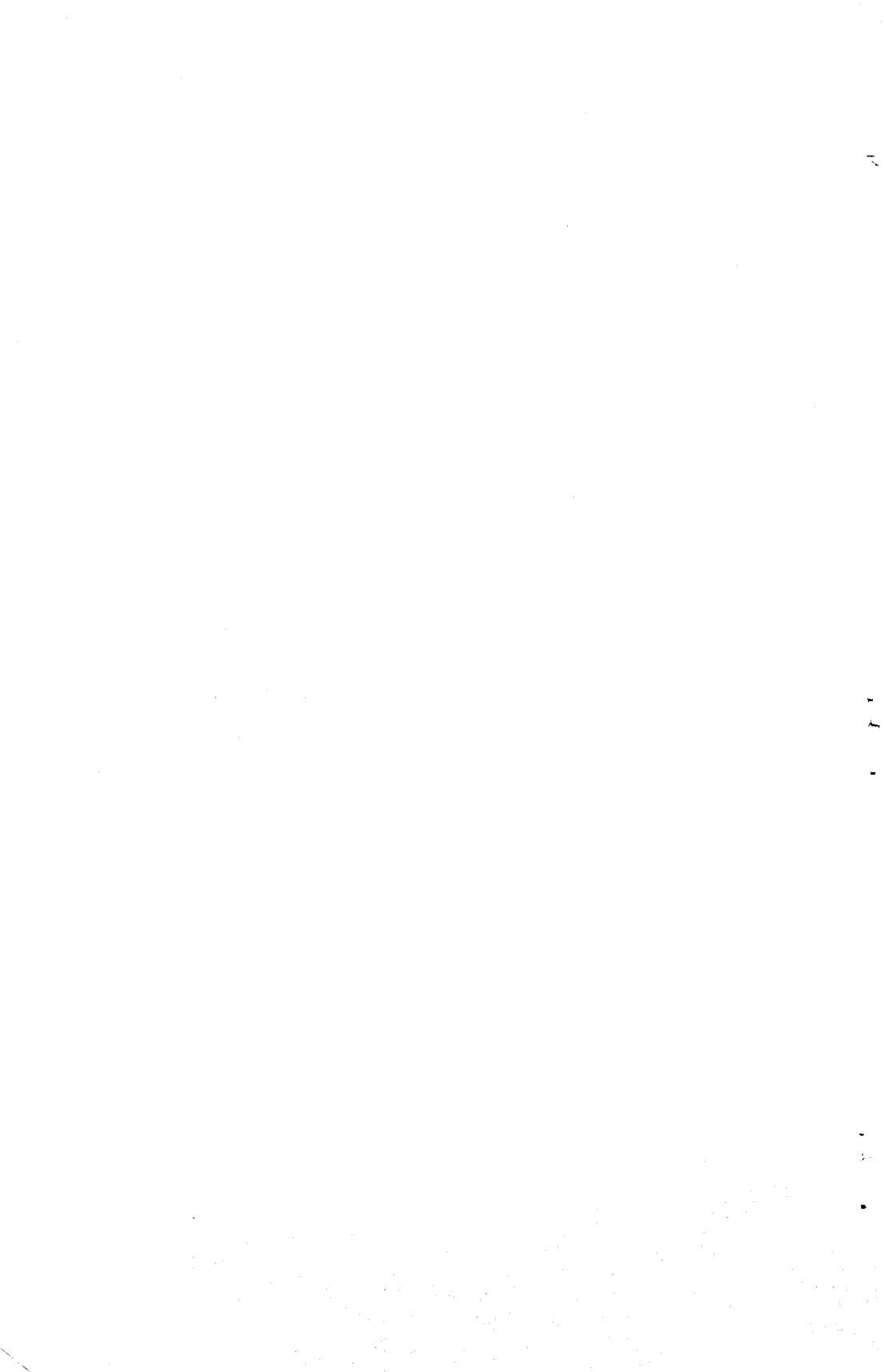
devant la Commission d'examen

Membres du Jury :

- Rapporteurs : P.A. BOIS, Professeur, U.S.T.L. Flandres Artois.
R. CANAVELIS, Directeur, ALSTHOM-RATEAU.
- Membres : J.P. BARRAND, Professeur, E.N.S.A.M. Lille.
G. CAIGNAERT, Maître de Conférences, E.N.S.A.M. Lille.
B. DESMET, Professeur, E.N.S.I.M.E.V., Valenciennes.
J. TOURET, Chef du Département Acoustique Industriel, CETIM.



030 024104 5



Résumé :

Les phénomènes de propagation dans les conduites droites d'un circuit hydraulique peuvent être représentés convenablement par la théorie d'ondes planes.

On a pu montrer, en utilisant les notions d'exergie et d'énergie, que, dans le cas d'un écoulement peu compressible de faible nombre de Mach, l'expression classique $I = \rho V$ de l'intensité acoustique peut-être utilisée avec une bonne précision pour caractériser les fluctuations de pression et de débit générées par une machine.

Les techniques mises en oeuvre pour déterminer l'intensité hydroacoustique sont fondées sur la loi de propagation en ondes planes.

L'étude expérimentale est conduite sur la boucle d'essais de pompes centrifuges SESAME. La machine à tester est placée au milieu de conduites d'aspiration et de refoulement rectilignes reliées à des réservoirs limitant ainsi au maximum les bruits hydrauliques parasites. Un grand nombre de capteurs de pression fluctuante sont installés sur ces conduites.

La nécessité de réduire le caractère réverbérant de l'installation nous a conduit à développer une procédure originale utilisant une prolongation, au sein des réservoirs, des tuyauteries d'aspiration et de refoulement par des conduites constituées d'un matériau viscoélastique.

Les essais réalisés sur la boucle SESAME ont permis de valider ces techniques expérimentales.

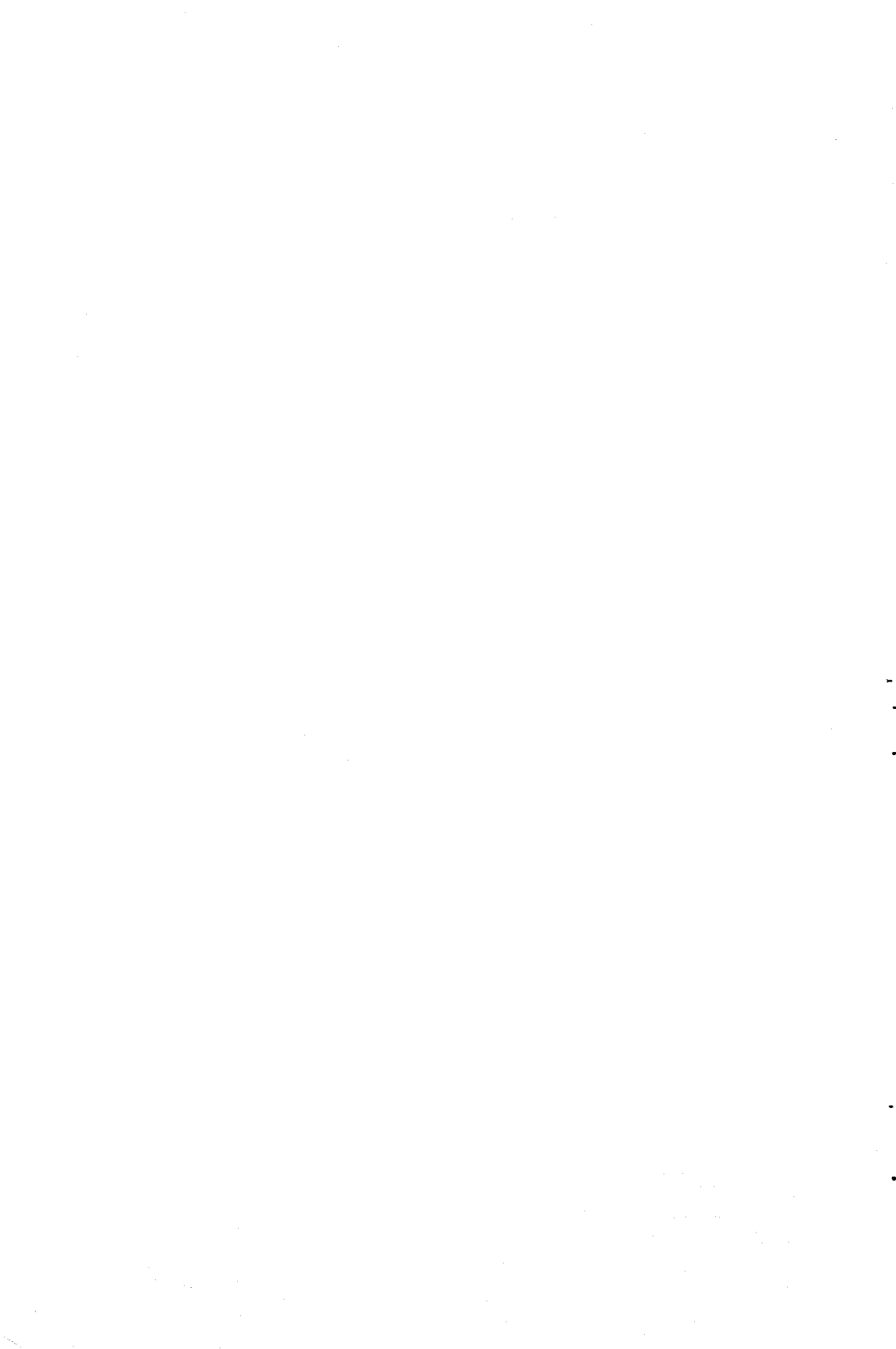
Mots Clés :

BRUIT HYDRAULIQUE - INTENSITE HYDROACOUSTIQUE - BRUIT DE POMPE -
ONDES PLANES EN CONDUITES - FLUCTUATIONS DE PRESSION

A la mémoire de mon père

A toute ma famille

A tous mes amis



AVANT PROPOS

-----oOo-----

Cette étude a été réalisée au Laboratoire de Mécanique de l'Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers de Lille, sous la direction de Monsieur le Professeur BARRAND.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur BARRAND, Professeur à l'ENSAM Lille et Monsieur DESMET, Professeur à l'E.N.S.I.M.E.V., Valenciennes, qui m'ont permis, grâce à leurs encouragements, de persévérer.

Je leurs témoigne toute ma gratitude pour leurs précieux conseils qu'ils m'ont donnés tout au long de cette étude et pour leurs contributions dans la rédaction de cette thèse.

Je remercie particulièrement Monsieur CAIGNAERT, Maître de Conférences à l'ENSAM Lille, pour l'attention avec laquelle il a suivi ces travaux et en qui j'ai trouvé conseils et encouragements.

Je remercie vivement Monsieur BOIS, Professeur à l'U.S.T.L.F.A. et Monsieur CANAVELIS, Directeur à ALSTHOM-RATEAU, de l'honneur qu'ils me font d'accepter de juger ce travail et de faire partie du jury.

Je suis extrêmement sensible à l'honneur que me fait Monsieur TOURRET, Chef du département Acoustique Industriel du CETIM, d'avoir accepté d'être membre du jury.

Que tout le personnel du laboratoire et tous ceux qui de loin ou de près m'ont apporté une aide bienveillante trouvent ici ma plus vive reconnaissance.

Je remercie enfin, Madame ROBBE, qui a apporté une contribution de qualité à la réalisation de cette thèse.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.....10

CHAPITRE 1 : ETUDE THEORIQUE DES ECOULEMENTS UNIDIMENSIONNELS NON PERMANENTS EN CONDUITE.....10

1.1 Introduction.....11

1.2. Equations de l'écoulement unidimensionnel non permanent.....11

 1.2.1 Equation de continuité.....11

 1.2.2 Equation de quantité de mouvement.....12

1.3 Fluctuations de faible amplitude autour des conditions d'écoulement moyennes.....13

1.4 Fluide élastique.....14

1.5 Ecoulement fluctuant d'un fluide élastique dans une conduite horizontale de section moyenne constante.....15

1.6 Régime harmonique dans une conduite élastique.....16

1.7 Régime harmonique dans une conduite dont la paroi est constituée d'un matériau visco-élastique.....20

CHAPITRE 2 : FLUX D'ENERGIE DES FLUCTUATIONS GENEREES PAR UNE MACHINE DANS UN CIRCUIT : INTENSITE HYDRAULIQUE.....24

2.1 Introduction.....24

2.2 Equation de l'énergie.....24

2.3 Application à un écoulement par tranches.....26

2.4 Expression particulière du flux d'énergie pour divers types de fluides.....30

 2.4.1 Gaz parfait.....30

2.4.2	Fluide élastique.....	31
2.5	Comparaison avec les formulations existantes.....	32
2.5.1.	Formulation de BLOKHINTSEV.....	32
2.5.2.	Formulation de MORFEY.....	34
2.6	Interprétation exergétique.....	36
2.7	Application à un circuit de pompe.....	37
2.8	Influence du coefficient de réflexion.....	39
2.8.1	Distribution des pressions le long de la conduite en fonction du coefficient de réflexion.....	39
2.8.2	Conduite à extrémité ouverte.....	40
2.8.3	Conduite à extrémité fermée.....	40

**CHAPITRE 3 : MESURE DE LA CELERITE DES ONDES DANS UNE CONDUITE RECTILIGNE A
CARACTERISTIQUES CONSTANTES.....42**

3.1	Introduction.....	42
3.2	Description de la méthode.....	42
3.3	Conditions expérimentales.....	43
3.4	Analyses des résultats bruts.....	44
3.5	Effet d'un test sur les fonctions de cohérences.....	44
3.6	Effet d'un test sur la cohérence et sur la demi-somme des parties imaginaires des fonctions de transfert.....	46
3.7	Etude des erreurs de mesures.....	48
3.7.1	Effet d'une erreur sur le gain de la chaîne de mesure....	48
3.7.2	Effet d'un écart de phase entre les réponses des capteurs	50

**Chapitre 4 : METHODES EXPERIMENTALES DE DETERMINATION DE L'INTENSITE
HYDROACOUSTIQUE EN CONDUITE.....53**

4.1. Introduction.....53

4.2. Mesure directe des fluctuations de pression et de vitesse.....54

4.2.1 Anémométrie fil (ou film) chaud appliquée à la mesure des vitesses acoustiques.....54

4.2.2. Vélocimétrie laser à effet Doppler appliquée à la mesure des vitesses acoustiques.....55

4.3 Identification des fluctuations de pression et de vitesse au modèle de propagation en ondes planes.....59

4.3.1 Reconstitution de l'onde de pression le long de la conduite.....59

4.3.2 Utilisation de la fonction de transfert entre deux capteurs de pression.....62

4.3.3 Approximation du gradient de pression par différence finie.....65

4.3.4. Limitations aux différentes techniques.....66

**CHAPITRE 5 : ETUDE EXPERIMENTALE DU BRUIT HYDRAULIQUE DES POMPES
CENTRIFUGES72**

5.1 Boucle d'essai.....72

5.1.1 Description.....72

5.1.2 Chaîne de mesure des fluctuations de pression73

5.1.3 Dispositif d'atténuation du caractère réverbérant du circuit.....73

5.2 Conditions d'essai.....74

5.2.1 Définition des régimes.....75

5.2.2	Fréquences caractéristiques de la pompe.....	75
5.3	Validité du modèle d'ondes planes.....	76
5.3.1	Acquisition des données.....	77
5.3.2	Exploitation des mesures.....	77
5.3.3	Analyse des résultats.....	77
5.4	Coefficient de réflexion.....	78
5.4.1	Analyse des résultats sans dispositif.....	79
5.4.2	Analyse des résultats avec dispositif.....	79
5.5	Puissance hydro-acoustique.....	80
5.5.1	Influence du coefficient de réflexion sur la mesure de l'intensité hydraulique.....	80
5.5.2	Résultats expérimentaux.....	80
	CONCLUSION GENERALE.....	86
	ANNEXES :	
	Annexe I.....	89
	Annexe II.....	93
	REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	96
	NOTATIONS.....	103
	FIGURES.....	106

INTRODUCTION

L'installation d'une turbomachine sur un circuit nécessite de plus en plus souvent la maîtrise des phénomènes dynamiques. Les machines constituent entre autre des sources de fluctuations de débit et de pression qui se traduisent par des vibrations des structures (non seulement de la machine, mais également des divers composants des circuits du fait des propagations des perturbations) puis par du bruit aérien rayonné par les diverses structures.

Pour caractériser la turbomachine en tant que source de fluctuations de débit et de pression, l'expérimentateur se trouve confronté à de délicats problèmes d'interprétation de mesures du fait des interactions importantes entre la machine et le circuit d'essais (existence de modes propres hydrauliques des circuits ; influence des vibrations sur les mesures de pressions,...). Ceci est illustré dans les figures I_2 et I_3 qui présentent des résultats d'analyses de fluctuations de pression obtenues sur une petite boucle d'essai de pompe centrifuge (figure I_1) : les diverses courbes montrent les analyses fréquentielles des fluctuations de pression mesurées avec un capteur situé à l'aspiration de la pompe (position A1), pour diverses vitesses de rotation de la machine (fonctionnement en similitude hydraulique). On voit bien apparaître dans ces spectres des fréquences multiples de la fréquence de rotation et des fréquences qui n'évoluent pas avec la vitesse de rotation, caractéristiques des modes propres hydrauliques de l'installation comme l'ont montré les modélisations de ce circuit (référence [46]). Lorsque les fréquences d'excitation de la machine coïncident avec ces fréquences naturelles du circuit, on observe évidemment des amplifications importantes des niveaux mesurés. Des essais de même type, réalisés sur des sites industriels, font apparaître des phénomènes de même nature auxquels s'adjoignent également des couplages avec les caractéristiques vibratoires des structures (référence [45] par exemple).

La caractérisation d'une machine en tant que source de fluctuations nécessite donc beaucoup de précautions expérimentales pour s'affranchir autant que possible des interactions avec les circuits.

Notre travail présente une contribution à la résolution de ce problème, en montrant comment il est possible d'utiliser les notions d'intensité hydraulique pour caractériser de façon plus intrinsèque une machine.

Dans le chapitre 1, nous présentons l'étude des écoulements unidimensionnels non permanents en conduites élastiques et viscoélastiques avec un examen critique des hypothèses classiques de la théorie de propagation en ondes planes.

Par référence aux nombreux travaux développés dans le domaine de l'intensimétrie acoustique, nous introduisons, dans notre chapitre 2, la notion d'intensité hydroacoustique par l'utilisation d'analyses énergétique et exergetique. Nous proposons ainsi une formulation dans le cas d'une propagation par ondes planes dans une conduite de section constante, en présence d'un écoulement moyen et nous analysons quelques applications pratiques prenant en compte la plus ou moins grande compressibilité du fluide.

Le chapitre 3 présente la mise en oeuvre d'une technique de mesure de la célérité des ondes dans des conduites de section constante, qui constitue un élément important pour l'analyse des fluctuations.

Dans le chapitre 4, nous présentons les diverses méthodes de mesure de l'intensité hydroacoustique. Enfin, le chapitre 5 illustre les résultats obtenus, à l'aide des techniques décrites précédemment, en vue de caractériser le bruit hydroacoustique généré par une pompe centrifuge essayée sur la boucle d'essais "SESAME" du laboratoire de Mécanique de l'ENSAM.

1. ETUDE THEORIQUE DES ECOULEMENTS UNIDIMENSIONNELS NON PERMANENTS EN CONDUITE.

1.1 Introduction

Les équations des écoulements unidimensionnels non permanents sont donnés par de nombreux auteurs et en particulier par WYLIE-STREETER [1] et JAEGER [2].

Nous allons revenir sur l'établissement de ces équations en vue de préciser soigneusement les hypothèses et d'en mesurer les conséquences pour l'étude particulière des écoulements non permanents des fluides peu compressibles, cas pour lequel la déformation de la conduite joue un rôle important. Nous examinerons ensuite le cas particulier d'un écoulement dont les caractéristiques présentent des fluctuations temporelles de faible amplitude autour des conditions moyennes. Dans ce cas, la notion de matrice de transfert pourra être introduite.

Dans l'ensemble du chapitre, nous considérons des écoulements par tranches planes, c'est-à-dire que toutes les caractéristiques de l'écoulement sont supposées uniformes à chaque instant dans toute section droite. A cause de cette hypothèse, les équations établies ne peuvent convenir que pour des écoulements dans des conduites de section lentement variable.

STECKI et DAVIS [3] montrent, pour un fluide incompressible visqueux dans une conduite rigide infinie, que les fluctuations temporelles de la vitesse axiale sous l'effet d'un gradient de pression variant suivant une loi sinusoïdale sont données par la relation :

$$(1.1) \quad V = \frac{i}{\rho \omega} \left| 1 - \frac{J_0 [r (-i\omega/\nu)^{1/2}]}{J_0 [R (-i\omega/\nu)^{1/2}]} \right| \left| \frac{dp}{dx} \right|$$

où $i^2 = -1$, J_0 : fonction de Bessel et le gradient de pression est de la forme

$$\frac{dp}{dx} = \left| \frac{dp}{dx} \right| e^{i\omega t}$$

V : vitesse axiale ; p : pression
 ρ : masse volumique du fluide ; ω : pulsation
 r : distance à l'axe de la conduite ; R : rayon de la conduite
 ν : viscosité cinématique.

D'après la relation (1.1) la distribution des vitesses dans la section dépend du paramètre de fréquence $R (\omega / \nu)^{1/2}$ qui a une forme analogue à celle d'un nombre de REYNOLDS. Les figures 1.1 et 1.2 (réf [4]) montrent les évolutions du profil des vitesses en fonction du paramètre de fréquence ainsi que l'évolution temporelle du profil des vitesses. Pour les valeurs assez grandes du paramètre de fréquence, on observe une zone annulaire au voisinage de la paroi où la vitesse est maximale (effet RICHARDSON). Pour l'eau, le paramètre de fréquence reste élevé même aux basses fréquences ($R (\omega / \nu)^{1/2} = 100$ pour une oscillation à 1 Hz dans une conduite de diamètre 80 mm) et de ce fait on peut prévoir un profil des vitesses qui reste assez plat.

FANELLI (réf [5]) étudie les composantes axiale V_x et radiale V_r de la vitesse le long d'une conduite cylindrique infinie à l'intérieur de laquelle le fluide non visqueux oscille avec une pulsation ω . Le caractère tridimensionnel des phénomènes apparaît nettement sur la figure 1-3. Les noeuds de la composante axiale de la vitesse ($V_x = 0$) coïncident avec les ventres de la composante radiale V_r et de la pression p régulièrement espacés d'une demi longueur d'onde. Cet aspect tridimensionnel n'est évidemment pas représenté par un modèle par tranches planes.

1.2. Equations de l'écoulement unidimensionnel non permanent

1.2.1 Equation de continuité

L'équation de continuité est obtenue en écrivant que la variation entre deux instants voisins t et $t + dt$ de la masse du fluide $d_m = \rho A dV$ contenu dans la conduite entre deux sections voisines situées respectivement aux abscisses x et $x + dx$ (figure 1-4) résulte de la différence des débits masse $q_m = \rho A V$ à travers ces deux sections. En ne conservant que les termes d'ordre le plus élevé, cette équation s'écrit :

$$(1.2) \quad \frac{\partial(\rho A)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho A V)}{\partial x} = 0$$

ρ : masse volumique , A : section , V : vitesse.

Dans le cas d'un écoulement non permanent de fluide peu compressible, les variations de la section A sous l'effet des fluctuations de la pression p ne peuvent être négligées. La section A doit donc être considérée comme une fonction de l'abscisse x et du temps t .

1.2.2. Equation de quantité de mouvement

Nous appliquons le principe fondamental de la dynamique à la masse d_m de fluide contenu à l'instant t entre les sections situées respectivement en x et $x + dx$ (figure 15). En projetant suivant la direction axiale x :

$$(1.3) \quad dm \delta x = \sum F_{ex}$$

où δx représente l'accélération du volume fluide et $\sum F_{ex}$ l'ensemble des actions appliquées au volume considéré en projection suivant la direction x .

L'accélération δx peut s'écrire sous la forme :

$$(1.4) \quad \delta x = \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x}$$

qui tient compte des fluctuations temporelles et de l'effet convectif dû aux variations de section.

Les actions extérieures considérées sont les suivantes :

- résultante des actions de pression sur les deux sections droites en x et $x + dx$ et sur la surface latérale de l'élément isolé.

- contrainte de frottement τ_f entre fluide et paroi, s'opposant au mouvement du fluide.

- action de pesanteur $dm \vec{g}$.

Nous admettons que la contrainte de frottement entre fluide et paroi peut s'exprimer comme dans le cas d'un écoulement permanent dans une conduite cylindrique d'un fluide incompressible :

$$(1.5) \quad \tau_f = \frac{\lambda}{4} \rho \frac{v^2}{2}$$

où λ est le coefficient de perte de charge unitaire.

Il est possible de remplacer v^2 par $v \frac{\partial v}{\partial x}$ dans la relation (1-5) de façon à obtenir une expression qui reste valable même quand la vitesse change de signe.

En ne conservant que les termes d'ordre le plus élevé l'expression (1-3) peut s'écrire :

$$(1.6) \quad \rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{e} \frac{\partial \tau_f}{\partial x} + g \sin \alpha + \frac{\lambda}{D} \frac{|v|v}{2} = 0$$

1.3. Fluctuations de faible amplitude autour de conditions d'écoulement moyennes.

Toute grandeur y caractérisant l'écoulement est décomposée en une valeur moyenne \bar{y} et une partie fluctuante \tilde{y} où :

$$(1.7) \quad \bar{y}(x) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} y(x,t) dt$$

$$(1.8) \quad y(x,t) = \bar{y}(x) + \tilde{y}(x,t)$$

La moyenne temporelle de la partie fluctuante $\tilde{y}(x,t)$ est évidemment nulle.

L'équation de continuité (1-2) peut s'écrire :

$$A \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial q_m}{\partial x} = 0$$

où $q_m = \rho A V$ représente le débit masse.

En introduisant les valeurs moyennes et fluctuantes des différentes variables, on obtient :

$$(\bar{A} + \tilde{A}) \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + (\bar{\rho} + \tilde{\rho}) \frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} + \frac{d\bar{q}_m}{dx} + \frac{d\tilde{q}_m}{dx} = 0$$

La dernière équation peut être décomposée en :

$$(1.9) \quad \frac{d\bar{q}_m}{dx} = 0$$

exprimant la conservation du débit masse moyen le long de la conduite et, dans l'hypothèse de fluctuations dont les amplitudes restent petites par rapport aux valeurs moyennes :

$$(1.10) \quad \bar{A} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \bar{\rho} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{q}_m}{\partial x} = 0$$

De la même façon, nous transformons maintenant l'équation de quantité de mouvement (1-6) :

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + (\bar{v} + \tilde{v}) \left(\frac{d\bar{v}}{dx} + \frac{d\tilde{v}}{dx} \right) + \frac{1}{\bar{\rho} + \tilde{\rho}} \left(\frac{d\bar{p}}{dx} + \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} \right) + g \sin \alpha + \frac{\lambda}{D} \frac{(\bar{v} + \tilde{v})^2}{2} = 0$$

Dans la deuxième équation, les fluctuations \tilde{v} de la vitesse sont supposées petites par rapport à la vitesse moyenne \bar{v} et l'écoulement moyen est dans le sens des x croissants.

En faisant apparaître l'équation de BERNOULLI pour l'écoulement moyen:

$$(1.11) \quad \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{p}}{dx} + \bar{v} \frac{d\bar{v}}{dx} + g \sin \alpha + \frac{\lambda}{D} \frac{\bar{v}^2}{2} = 0$$

et en négligeant les termes fluctuants par rapport aux valeurs moyennes, il vient :

$$(1.12) \quad \frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} + \tilde{v} \frac{d\bar{v}}{dx} - \frac{\tilde{\rho}}{\bar{\rho}^2} \frac{d\bar{p}}{dx} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} + \frac{\lambda}{D} \bar{v} \tilde{v} = 0$$

Les équations (1-10) et (1-12) ne sont pas suffisantes pour déterminer \tilde{v} , $\tilde{\rho}$, \tilde{p} et \tilde{A} . Pour résoudre le problème, il sera nécessaire de faire des hypothèses :

- sur le comportement du fluide
- sur les déformations de la conduite sous l'effet des fluctuations de pression.

1.4 Fluide élastique

On admet que la masse volumique ρ du fluide ne dépend que de la pression p (fluide barotrope).

$$(1.13) \quad \rho = \rho(p)$$

Pour de petites fluctuations autour de la pression \bar{p} , en se limitant au terme du premier ordre :

$$\rho(\bar{p} + \tilde{p}) = \rho(\bar{p}) + \left(\frac{d\rho}{dp} \right)_{p=\bar{p}} \tilde{p}$$

En posant $\bar{\rho} = \rho(\bar{p})$ et en introduisant la compressibilité χ du fluide, définie à la pression moyenne \bar{p} :

$$(1.14) \quad \chi = \frac{1}{\bar{\rho}} \left(\frac{d\rho}{d\rho} \right)_{\rho=\bar{\rho}}$$

$$\rho(\bar{p} + \tilde{p}) = \bar{\rho} + \chi \bar{\rho} \tilde{p}$$

Comme on pourra le vérifier ultérieurement, la célérité des ondes c_0 dans le milieu fluide est donnée par :

$$(1.15) \quad c_0 = \sqrt{\frac{1}{\chi \bar{\rho}}}$$

Les fluctuations de la masse volumique sont donc reliées à celles de la pression par la relation :

$$(1.16) \quad \tilde{\rho} = \frac{1}{c_0^2} \tilde{p}$$

1.5 Ecoulement fluctuant d'un fluide élastique dans une conduite horizontale de section moyenne constante.

En développant au premier ordre le calcul du débit masse instantané :

$$q_m = \rho A V = (\bar{\rho} + \tilde{\rho})(\bar{A} + \tilde{A})(\bar{V} + \tilde{V})$$

$$q_m = \bar{\rho} \bar{A} \bar{V} + \bar{\rho} \bar{A} \tilde{V} + \bar{A} \bar{V} \tilde{\rho} + \bar{\rho} \tilde{V} \tilde{A}$$

et les évolutions le long de la conduite de la valeur moyenne de la masse volumique ρ (nous nous limitons au cas des fluides peu compressibles) et donc de la vitesse V étant faibles nous négligeons les termes faisant intervenir $d\bar{\rho}/dx$ et $d\bar{V}/dx$ dans l'équation (1-10). Compte tenu de (1.16) cette équation s'écrit :

$$(1.17) \quad \frac{\bar{A}}{c_0^2} \left(\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + \bar{V} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} \right) + \bar{\rho} \left(\frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} + \bar{V} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial x} \right) + \bar{\rho} \bar{A} \frac{\partial \tilde{V}}{\partial x} = 0$$

Moyennant les mêmes hypothèses et en exprimant l'évolution de la pression moyenne à l'aide de (1-11) :

$$\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{P}}{dx} = -\frac{\lambda}{D} \frac{\bar{V}^2}{2}$$

L'équation de quantité de mouvement devient :

$$(1.18) \quad \frac{\partial \tilde{V}}{\partial t} + \bar{V} \frac{\partial \tilde{V}}{\partial x} + \frac{\tilde{P}}{\bar{\rho} C^2} \left(\frac{\lambda}{D} \frac{\bar{V}^2}{2} \right) + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x} + \frac{\lambda}{D} \bar{V} \tilde{V} = 0$$

Il est commode, pour l'étude des régimes harmoniques, d'introduire la notation complexe :

$$\tilde{V} = \text{Re} \left\{ V(x) e^{i\omega t} \right\}$$

$$\tilde{P} = \text{Re} \left\{ P(x) e^{i\omega t} \right\}$$

$$\tilde{A} = \text{Re} \left\{ A(x) e^{i\omega t} \right\}$$

où $i^2 = -1$, Re désigne la partie réelle.

$\omega = 2\pi f$ (f : fréquence) est la pulsation ; $V(x)$, $P(x)$, $A(x)$ sont des quantités complexes, fonctions de x uniquement.

Les équations (1-17) et (1-18) peuvent alors être écrites sous la forme suivante :

$$(1.19) \quad \frac{\tilde{A}}{C^2} \left[(i\omega)P + \bar{V} \frac{dP}{dx} \right] + \bar{\rho} \left[(i\omega)A + \bar{V} \frac{dA}{dx} \right] + \bar{\rho} \tilde{A} \frac{dV}{dx} = 0$$

$$(1.20) \quad (i\omega)V + \bar{V} \frac{dV}{dx} + \frac{P}{\bar{\rho} C^2} \left(\frac{\lambda}{D} \frac{\bar{V}^2}{2} \right) + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{dP}{dx} + \frac{\lambda}{D} \bar{V} V = 0$$

1.6 Régime harmonique dans une conduite élastique

Nous supposons que le déplacement radial U_r de la paroi de la conduite (figure 1.6) dans une section donnée ne dépend que de la pression dans la section considérée et peut être calculé par les formules classiques de l'élasticité applicables en statique. Cette dernière hypothèse limite la validité de la théorie aux fréquences suffisamment basses pour que les phénomènes dynamiques de la déformation de paroi n'interviennent pas.

Pour une conduite cylindrique à paroi mince, en l'absence d'effet de fond (état plan de contrainte dans la section droite), le déplacement radial de la paroi est donné par :

$$(1.21) \quad \tilde{u}_r = \frac{R^2}{Ee} \tilde{r}$$

(E : module d'élasticité de YOUNG ; e : épaisseur de la paroi).

On en déduit la relation entre les fluctuations de pression et de section :

$$(1.22) \quad \tilde{A} = \bar{A} \frac{D}{Ee} \tilde{r}$$

où $D = 2R$

La relation (1-22) peut aussi s'exprimer entre les représentations complexes :

$$(1.23) \quad A = \bar{A} \frac{D}{Ee} P$$

Compte tenu de (1-23) et en négligeant les termes de frottement, les équations (1-19) et (1-20) deviennent :

$$(1.24) \quad \frac{1}{c^2} \left[(i\omega) P + \bar{V} \frac{dP}{dx} \right] + \bar{e} \frac{dV}{dx} = 0$$

$$(1.25) \quad \frac{1}{\bar{e}} \frac{dP}{dx} + (i\omega) V + \bar{V} \frac{dV}{dx} = 0$$

avec

$$c^2 = \frac{G^2}{1 + \frac{1}{\chi E} \frac{D}{e}}$$

Les équations (1-24), (1-25) restent convenables pour le mode de liaison de la conduite autre que celle conduisant à un état plan de contrainte à condition de poser (réf [2]) :

$$(1.26) \quad C = \frac{C_0^2}{1 + \frac{1}{\chi E} \frac{D}{e} C_1}$$

avec

$C_1 = 1$ pour une conduite libre sans effet de fond (état plan de contrainte dans le plan de la section droite).

$C_1 = 1 - \nu / 2$ pour une conduite libre avec reprise d'effet de fond (ν) : coefficient de POISSON).

$C_1 = 1 - \nu$ pour une conduite immobilisée axialement sur toute sa longueur (état plan de déformation dans le plan de la section droite).

Nous recherchons maintenant des solutions au système des équations (1-24) et (1-25) en posant :

$$P = B e^{\alpha x} \quad V = C e^{\alpha x}$$

où B et C sont des constantes. On obtient alors un système de deux équations :

$$\frac{1}{C^2} (i\omega + \alpha \bar{V}) B + \bar{P} \alpha C = 0$$

$$\frac{\alpha}{\bar{P}} B + (i\omega + \alpha \bar{V}) C = 0$$

Pour que le système homogène admette des solutions B et C différentes de la solution triviale, il est nécessaire que son déterminant soit nul :

$$\frac{1}{C^2} (i\omega + \alpha \bar{V})^2 - \alpha^2 = 0$$

qui admet deux solutions α_1 et α_2

$$(1.27) \quad \alpha_1 = - \frac{i\omega}{C + \bar{V}} = -i k_1 \quad \alpha_2 = \frac{i\omega}{C - \bar{V}} = i k_2$$

La distribution des fluctuations de pression et de vitesse le long de la conduite peut alors s'écrire sous la forme :

$$(1.28) \quad \tilde{p}(x,t) = \text{Re} \left\{ B_i e^{i(\omega t - k_i x)} + B_r e^{i(\omega t + k_r x)} \right\}$$

$$(1.29) \quad \tilde{V}(x,t) = \text{Re} \left\{ \frac{1}{\rho c} \left[B_i e^{i(\omega t - k_i x)} - B_r e^{i(\omega t + k_r x)} \right] \right\}$$

Les quantités $B_i e^{i(\omega t - k_i x)}$ et $B_r e^{i(\omega t + k_r x)}$ peuvent être interprétées comme deux ondes de pression se déplaçant respectivement dans le sens de l'écoulement à la vitesse $C + \bar{V}$ (onde progressive) et dans le sens opposé à l'écoulement à la vitesse $C - \bar{V}$ (onde régressive). Les constantes B_i et B_r peuvent être obtenues en exprimant des conditions aux limites.

Dans le cas d'un écoulement moyen de faible nombre de Mach ($M = \bar{V}/C \ll 1$)

$$k_i \simeq k(1 - M) \quad k_r \simeq k(1 + M)$$

où $k = \omega/C$ est le nombre d'onde.

La loi de distribution des pressions le long de la conduite se réduit alors à :

$$(1.30) \quad \tilde{p}(x,t) = \text{Re} \left\{ e^{i\omega t} e^{iMkx} \left[B_i e^{-ikx} + B_r e^{ikx} \right] \right\}$$

Le coefficient de réflexion complexe R , rapport des représentations complexes des ondes réfléchies et incidentes est donné par :

$$(1.31) \quad R = \frac{B_r}{B_i} e^{2ikx}$$

qui est identique à l'expression qui serait obtenue en l'absence d'écoulement moyen.

Pour les écoulements moyens de nombre de Mach voisins de 0 ($M = \bar{V}/C \simeq 0$), ce qui est le cas général en hydraulique, on peut confondre les quantités k_i et k_r avec le nombre d'onde $k = \omega/C$.

Il est souvent commode d'exprimer sous forme matricielle les relations entre les fluctuations de pression et de vitesses dans deux sections 1 et 2 d'une conduite distantes d'une longueur l (figure 1.7).

$$\begin{bmatrix} P_1 \\ V_1 \end{bmatrix} = [T] \begin{bmatrix} P_2 \\ V_2 \end{bmatrix}$$

Les termes de la matrice de transfert $[T]$ peuvent être déterminés en écrivant les relations (1-28) et (1-29) aux points 1 et 2.

Dans le cas des écoulements sans frottement de faible nombre de Mach moyen :

$$(1.32) \quad \begin{bmatrix} P_1 \\ V_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(kl) & i\bar{\rho}c \sin(kl) \\ \frac{i}{\bar{\rho}c} \sin(kl) & \cos(kl) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_2 \\ V_2 \end{bmatrix}$$

1.7 Régime harmonique dans une conduite dont la paroi est constituée d'un matériau visco-élastique.

Dans le cas d'un matériau à comportement élastique pur, en négligeant les effets d'inertie, les fluctuations de pression et les déformations sont en phase (figure 1.8-a). Pour un matériau visco-élastique (figure 1.8-b), la déformation présente un retard par rapport à l'effort exercé, c'est-à-dire, dans le cas des conduites étudiées, par rapport à la pression.

Dans le cas des fluctuations harmoniques, sans tenir compte des effets d'inertie de la paroi de la conduite, on admet que le rapport des amplitudes des fluctuations de pression et du déplacement radial U_r de la paroi est donné par une relation analogue à la relation (1-21) donnée pour une conduite élastique mince :

$$(1.33) \quad \left| \frac{P}{U_r} \right| = \frac{Ee}{R^2}$$

Si δ représente le retard angulaire de la déformation sur l'effort d'excitation :

$$(1.34) \quad \delta = \arg\left(\frac{P}{U_r}\right)$$

le comportement d'un matériau visco-élastique peut être modélisé en introduisant un module de YOUNG complexe E^* :

$$(1.35) \quad E^* = E (1 + i \operatorname{tg} \delta)$$

δ est l'angle de perte du matériau et on définit souvent le coefficient d'amortissement intrinsèque β :

$$(1.36) \quad \beta = \operatorname{tg} \delta$$

Comparativement aux métaux classiques, les matériaux visco-élastiques ont des modules de YOUNG faibles et des coefficients d'amortissement intrinsèques élevés (β de 0,1 à 10).

En utilisant le module de YOUNG complexe, les relations (1-33) et (1-34) peuvent se mettre sous la forme :

$$(1.37) \quad \frac{P}{u_L} = \frac{E^* e}{R^2}$$

d'où l'on déduit l'expression entre fluctuations de section et de pression en régime harmonique :

$$(1.38) \quad A = \bar{A} \frac{D}{E^* e} P$$

En utilisant l'équation de continuité sous la forme (1-19) et la relation (1-38) on obtient :

$$(1.39) \quad \frac{1}{C^* z} \left[(i\omega) P + \bar{V} \frac{dP}{dx} \right] + \bar{e} \frac{dV}{dx} = 0$$

qui est analogue à l'équation (1-24) obtenue dans le cas d'une conduite élastique à conditions de remplacer la célérité c par la "célérité complexe" C^* définie par :

$$(1.40) \quad C^{*2} = \frac{C^2}{1 + \frac{1}{\chi E^*} \frac{D}{e}}$$

Les distributions des fluctuations de pression et de vitesse peuvent être obtenues à partir des équations (1-39) et (1-25) en procédant comme au paragraphe 1.6. On obtient :

$$(1.41) \quad \tilde{p}(x,t) = \text{Re} \left\{ B_i e^{i(\omega t - k_i^* x)} + B_r e^{i(\omega t + k_r^* x)} \right\}$$

$$(1.42) \quad \tilde{v}(x,t) = \text{Re} \left\{ \frac{1}{\rho C^*} \left[B_i e^{i(\omega t - k_i^* x)} - B_r e^{i(\omega t + k_r^* x)} \right] \right\}$$

où

$$(1.43) \quad k_i^* = \frac{\omega}{C^* + \sqrt{v}} \quad k_r^* = \frac{\omega}{C^* - \sqrt{v}}$$

Nous cherchons maintenant à exprimer le coefficient de réflexion complexe le long d'une conduite à comportement visco-élastique. La célérité complexe peut se mettre sous la forme :

$$(1.44) \quad C^{*2} = \frac{C^2}{1 + \frac{\Delta}{1 + i\beta}}$$

avec

$$\Delta = \frac{C^2 - C^{*2}}{C^2} = \frac{1}{\chi E} \frac{D}{e}$$

où C est la célérité déterminée à l'aide de la relation (1-26) en prenant comme valeur de E la partie réelle du module de YOUNG complexe E^* .

Avec l'hypothèse des écoulements moyens de faible nombre de Mach et $\sin M$ est petit par rapport à l'unité, la relation (1-41) peut être écrite :

$$(1.45) \quad \tilde{p}(x,t) = \text{Re} \left\{ e^{i\omega t} e^{iMkx} \left[B_i e^{-ikx} e^{-\beta kx \frac{\Delta}{1+\Delta}} + B_r e^{ikx} e^{\beta kx \frac{\Delta}{1+\Delta}} \right] \right\}$$

d'où l'on déduit le coefficient de réflexion complexe dans la section d'abscisse x :

$$(1.46) \quad R = \frac{B_r}{B_i} e^{2ikx} e^{\beta kx \frac{\Delta}{1+\Delta}}$$

dont la norme est :

$$(1.47) \quad \|R\| = \left\| \frac{B_r}{B_i} \right\| e^{\beta kx \frac{\Delta}{1+\Delta}}$$

Pour un tronçon de conduite visco-élastique de longueur L (figure 1.9-a) en supposant les fluctuations de pression nulles à l'extrémité ouverte, l'amplitude du coefficient de réflexion dans la section à l'origine est donnée par :

$$(1.48) \quad \|R_L\| = e^{-\beta kL \frac{\Delta}{1+\Delta}}$$

La figure 1.10 montre les évolutions de l'amplitude du coefficient de réflexion d'un tronçon de conduite visco-élastique de longueur L ouvert à son extrémité en fonction de la fréquence pour diverses valeurs de $\beta\Delta/(1+\Delta)$

En pratique, le coefficient d'amortissement intrinsèque β des matériaux visco-élastique dépend de la fréquence et la figure 1.9-b montre l'allure des variations de β .

Aux basses fréquences ($k = \omega/c$ petit), la diminution de β ne permettra pas de diminuer beaucoup le coefficient de réflexion. Par contre, aux fréquences élevées, la diminution de β sera compensée par l'augmentation de k .

2. FLUX D'ENERGIE DES FLUCTUATIONS GENEREES PAR UNE MACHINE DANS UN CIRCUIT : INTENSITE HYDRAULIQUE

2.1 Introduction

L'intensité acoustique est maintenant largement utilisée pour caractériser le champ acoustique des systèmes générateurs de bruits. Cependant le problème de sa définition dans le cas d'un fluide en écoulement subsiste toujours comme évoqué dans la référence (13).

Actuellement les études sur l'intensimétrie sont principalement orientées sur les erreurs de mesures et leurs réductions éventuelles, comme le montrent les thèmes abordés lors d'un récent congrès sur l'intensimétrie (réf. 6), mais en aucun cas, ces études ne remettent en question la définition de l'intensité acoustique.

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser à la définition de l'intensité acoustique en reprenant le problème de façon aussi complète et rigoureuse que possible en partant des équations de base.

2.2 Equation de l'Energie

On applique le premier principe de la thermodynamique à la masse m de fluide en écoulement contenu dans le domaine (Ω) limité par la surface de contrôle (Σ) à l'instant t (figure 2.1).

Pendant l'intervalle de temps dt :

$$(2.1) \quad \delta W_e + \delta Q_e = dU + dW_c$$

δW_e est le travail des actions extérieures agissant sur le système et δQ_e la quantité de chaleur échangée avec l'extérieur. Nous nous plaçons dans le cas d'évolution adiabatique ($\delta Q_e = 0$) ; dU et dW_c représentant respectivement les variations d'énergies interne et cinétique du système. Les variations en fonction du temps dans le domaine (Ω) et l'effet convectif doivent être considérés pour évaluer dU et dW_c .

Si les seules forces extérieures sont les actions de la pesanteur et de la pression sur la surface de contrôle (Σ) (fluide non visqueux), le premier principe s'écrit alors :

$$(2.2) \quad \int_{\Omega} \frac{\partial e(u + v^2/2)}{\partial t} d\Omega + \int_{\Sigma} e(u + v^2/2) (\vec{v} \cdot \vec{n}) d\Sigma = \int_{\Omega} e \vec{g} \cdot \vec{v} d\Omega - \int_{\Sigma} p (\vec{v} \cdot \vec{n}) d\Sigma$$

Les intégrales de surfaces dans l'équation (2.2) peuvent être transformées en intégrales de volume, ce qui conduit à :

$$(2.3) \quad \int_{\Omega} \left\{ \frac{\partial \rho(u + v^2/2)}{\partial t} + \operatorname{div} \left[\rho(u + v^2/2) \vec{V} \right] + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) - \rho \vec{g} \cdot \vec{V} \right\} d\Omega = 0$$

en écrivant :

$$(2.4) \quad \operatorname{div} \left[\rho(u + v^2/2) \vec{V} \right] = (u + v^2/2) \operatorname{div}(\rho \vec{V}) + \rho \vec{V} \operatorname{grad}(u + v^2/2)$$

$$(2.5) \quad \vec{g} = -\operatorname{grad}(gz)$$

l'expression (2.2) devient :

$$(2.6) \quad \int_{\Omega} \left\{ (u + v^2/2) \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) \right] + \rho \frac{\partial (u + v^2/2)}{\partial t} + \rho \vec{V} \operatorname{grad}(u + v^2/2 + gz) + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) \right\} d\Omega = 0$$

Il est important de remarquer que la coordonnée géométrique z n'est pas liée au mouvement fluide ce qui nous permet d'écrire :

$$(2.7) \quad \frac{\partial (gz)}{\partial t} = 0$$

Compte tenu de l'équation de continuité :

$$(2.8) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) = 0$$

L'équation (2.6) devient alors :

$$(2.9) \quad \int_{\Omega} \frac{\partial \rho(u + v^2/2 + gz)}{\partial t} d\Omega + \int_{\Sigma} \left[\rho(u + v^2/2 + gz) + \rho \right] (\vec{V} \cdot \vec{n}) d\Sigma = 0$$

ou encore, en introduisant l'enthalpie massique : $h = u + p/\rho$

$$(2.10) \quad \int_{\Omega} \frac{\partial \rho(u + v^2/2 + gz)}{\partial t} d\Omega + \int_{\Sigma} \rho(h + v^2/2 + gz) (\vec{V} \cdot \vec{n}) d\Sigma = 0$$

2.3 Application à un écoulement par tranches

On note E le flux d'énergie par unité de surface. D'après (2.10), E s'écrit sous la forme suivante, avec $\vec{V} \cdot \vec{n} = V_n$:

$$(2.11) \quad E = [\rho (h + v^2/2 + gz)] V_n$$

Pour un écoulement par tranches planes $V_n = V$, soit :

$$E = \rho h V + \rho v^3/2 + \rho g z V.$$

ou encore en posant $\rho h V = E_h$, $\rho v^3/2 = E_v$ et $\rho g z V = E_z$

$$(2.12) \quad E = E_h + E_v + E_z$$

On suppose que l'écoulement présente des fluctuations de faibles amplitudes autour des valeurs moyennes de la pression et de la vitesse, qui sont définies par les relations suivantes :

$$(2.13) \quad p = \bar{p} + \tilde{p}$$

$$(2.14) \quad v = \bar{v} + \tilde{v}$$

avec

$$(2.15) \quad \bar{p} = \frac{1}{T} \int_0^T p \, dt$$

et

$$(2.16) \quad \bar{v} = \frac{1}{T} \int_0^T v \, dt$$

En l'absence de fluctuations, on a les conditions suivantes : $v = v_0$; $p = p_0$; $h = h_0$; $\rho = \rho_0$

Dans ce qui suit, il s'agit de comparer l'écoulement fluctuant de vitesse et de pression moyenne respectivement égales à \bar{v} et à \bar{p} à un écoulement de vitesse $v_0 = \bar{v}$ et de pression $p_0 = \bar{p}$, où la masse volumique et l'enthalpie massique s'écrivent sous la forme suivante :

$$(2.17) \quad h = h_0 + \hat{h}$$

$$(2.18) \quad \rho = \rho_0 + \hat{\rho}$$

Il convient de remarquer que les quantités h_0 et ρ_0 ne représentent pas les valeurs moyennes temporelles de h et de ρ compte tenu des non linéarités des relations reliant \hat{h} et \hat{e} à la pression.

Dans ces conditions la moyenne temporelle du flux d'énergie fluctuant s'écrit alors :

$$(2.19) \quad \overline{\hat{E}} = \overline{\hat{E}_h} + \overline{\hat{E}_v} + \overline{\hat{E}_z}$$

Expression de \hat{E}_h

$$\begin{aligned} E_h &= (\rho_0 + \hat{e})(h_0 + \hat{h})(v_0 + \tilde{v}) \\ &= \rho_0 h_0 v_0 + \hat{e} h_0 v_0 + \rho_0 v_0 \hat{h} + \tilde{v} \rho_0 h_0 + \hat{e} \hat{h} v_0 + \hat{e} \tilde{v} h_0 + \rho_0 \hat{h} \tilde{v} + \hat{e} \hat{h} \tilde{v} \end{aligned}$$

La quantité $\rho_0 h_0 v_0$ peut être attribuée à l'écoulement permanent de référence ; Le terme $\hat{e} \hat{h} \tilde{v}$ est du troisième ordre et nous négligeons ce terme par rapport à ceux du premier et du second ordre.

On obtient donc :

$$(2.20) \quad \hat{E}_h = \hat{e} h_0 v_0 + \hat{h} \rho_0 v_0 + \tilde{v} \rho_0 h_0 + \hat{e} \hat{h} v_0 + \hat{e} \tilde{v} h_0 + \hat{h} \tilde{v} \rho_0$$

ou encore en faisant une moyenne temporelle de (53) :

$$(2.21) \quad \overline{\hat{E}_h} = \overline{\hat{e} h_0 v_0} + \overline{\hat{h} \rho_0 v_0} + \overline{\rho_0 h_0 \tilde{v}} + \overline{\hat{e} \hat{h} v_0} + \overline{\hat{e} \tilde{v} h_0} + \overline{\rho_0 \hat{h} \tilde{v}}$$

Calcul de $\overline{\hat{E}_v}$

$$\begin{aligned} E_v &= \frac{1}{2} (\rho_0 + \hat{e})(v_0 + \tilde{v})^3 \\ &= (\rho_0 v_0^3 + \hat{e} v_0^3 + 3v_0^2 \tilde{v} + \hat{e} v_0) / 2 \end{aligned}$$

les termes du troisième ordre étant négligés, on obtient donc de la même façon que pour \bar{E}_h :

$$(2.22) \quad \bar{E}_v = \frac{1}{2} \bar{\rho} v_0^2 + \frac{3}{2} \rho_0 v_0 \tilde{v} + \frac{3}{2} v_0^2 \hat{\rho} \tilde{v} + \frac{3}{2} \rho_0 v_0 \tilde{v}^2$$

Calcul de \bar{E}_z

$$\begin{aligned} E_z &= g z_0 (\rho + \hat{\rho}) (v_0 + \tilde{v}) \\ &= \rho_0 v_0 g z_0 + \hat{\rho} g z_0 v_0 + \tilde{v} \rho_0 g z_0 + \hat{\rho} \tilde{v} g z_0 \end{aligned}$$

ce qui nous donne donc :

$$(2.23) \quad \bar{E}_z = \bar{\rho} g z_0 v_0 + \tilde{v} \rho_0 g z_0 + \hat{\rho} \tilde{v} g z_0$$

En tenant compte des expressions (2.21), (2.22) et (2.23), on obtient donc :

$$\begin{aligned} (2.24) \quad \bar{E} &= \bar{\rho} [h_0 v_0 + v_0^3/2 + g z_0 v_0] + \tilde{v} [\rho_0 h_0 + 3 \rho_0 v_0^2/2 + \rho_0 g z_0] \\ &+ \rho_0 v_0 \hat{h} + \hat{\rho} \hat{h} v_0 + \hat{\rho} \tilde{v} [h_0 + 3 v_0^2/2 + g z_0] + \rho_0 \hat{h} \tilde{v} + \frac{3}{2} \rho_0 v_0 \tilde{v}^2 \end{aligned}$$

Le fluide étant considéré non visqueux et les évolutions adiabatiques, on peut exprimer $\hat{\rho}$ en fonction de $\tilde{\tau}$ à l'aide du développement limité au second ordre suivant :

$$(2.25) \quad \hat{\rho} = \left(\frac{\partial \rho}{\partial \tau} \right)_{\tau=\tau_0} \tilde{\tau} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial \tau^2} \right)_{\tau=\tau_0} \tilde{\tau}^2 + \dots$$

en posant $\epsilon_0^2 = \left(\frac{\partial \tau}{\partial \rho} \right)_{\tau=\tau_0}^A$

$$(2.26) \quad \hat{\epsilon} = \frac{\tilde{\tau}}{\epsilon_0^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial \tau^2} \right)$$

De même pour $\hat{h}(\tilde{\tau})$ on effectue

$$\hat{h} = \left(\frac{\partial h}{\partial \tau} \right)_{\tau=\tau_0}^A \tilde{\tau} + \frac{1}{2}$$

or

$$\left(\frac{\partial h}{\partial \tau} \right)_{\tau=\tau_0}^A = \frac{1}{\rho_0}$$

et

$$\left(\frac{\partial^2 h}{\partial \tau^2} \right)_{\tau=\tau_0}^A = -\frac{1}{\rho_0^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial \tau} \right)$$

ce qui nous donne :

$$(2.27) \quad \hat{h} = \frac{\tilde{\tau}}{\rho_0} - \frac{1}{2 \rho_0^2 \epsilon_0^2} \tilde{\tau}^2$$

Les expressions (2.26) et (2.27) sont en fonction de $\tilde{\rho}$ et de \tilde{v} .

$$(2.28) \quad \overline{\hat{\rho}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial \tau^2} \right)_{\tau=\tau_0}^A$$

$$(2.29) \quad \overline{\hat{h}} = -\frac{1}{2 \rho_0^2 \epsilon_0^2} \overline{\tilde{\tau}^2}$$

$$(2.30) \quad \overline{\hat{\rho} \tilde{v}} = \frac{1}{\epsilon_0^2} \overline{\tilde{\tau} \tilde{v}}$$

$$(2.31) \quad \overline{\hat{\rho} \hat{h}} = \frac{1}{\rho_0 \epsilon_0^2} \overline{\tilde{\tau}^2}$$

$$(2.32) \quad \overline{\hat{h} \tilde{v}} = \frac{1}{\rho_0} \overline{\tilde{\tau} \tilde{v}}$$

En introduisant les expressions (2.28), (2.29), (2.30), (2.31) et (2.32) dans l'expression (2.19) on obtient l'expression du flux d'énergie moyen des fluctuations pour un fluide non visqueux dans un écoulement par tranches planes :

$$(2.33) \quad \begin{aligned} \overline{\dot{E}} = & \overline{\dot{V}} \left[\frac{h_0 + \frac{3}{2} V_0^2 + g z_0}{c^2} + 1 \right] + \frac{3}{2} \rho_0 V_0 \overline{\dot{V}^2} \\ & + \overline{\dot{V}^2} \left[\frac{V_0}{2} \left(h_0 + \frac{V_0^2}{2} + g z_0 \right) \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \right)_{t=t_0}^{\Delta} + \frac{V_0^2}{2 \rho_0 c^2} \right] \end{aligned}$$

2.4 Expression particulière du flux d'énergie pour divers types de fluides.

Dans ce paragraphe nous exprimons les relations précédentes dans les cas particuliers du gaz parfait et du fluide élastique.

2.4.1 Gaz parfait

$$e = \rho_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

ce qui nous donne :

$$(2.34) \quad \begin{aligned} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_{t=t_0}^{\Delta} &= \frac{\rho_0}{\gamma t_0} = \frac{1}{c^2} \\ \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \right)_{t=t_0}^{\Delta} &= \rho_0 \frac{1-\gamma}{\gamma^2} \frac{1}{t_0^2} = \frac{1}{\rho_0 c^4} (1-\gamma) \end{aligned}$$

L'expression du flux d'énergie moyen des fluctuations pour un gaz parfait dans un écoulement par tranches planes s'écrit donc :

$$(2.35) \quad \begin{aligned} \overline{\dot{E}} = & \overline{\dot{V}} \left[\frac{h_0 + 3V_0^2/2 + g z_0}{c^2} + 1 \right] + \frac{3}{2} \rho_0 V_0 \overline{\dot{V}^2} \\ & + \overline{\dot{V}^2} \left[\frac{V_0}{2} \left(h_0 + \frac{V_0^2}{2} + g z_0 \right) \left(\frac{1-\gamma}{\rho_0 c^4} \right) + \frac{V_0}{2 \rho_0 c^4} \right] \end{aligned}$$

2.4.2 Fluide élastique

Si on admet que la compressibilité χ du fluide peut être considérée comme constante dans le domaine des pressions correspondant aux fluctuations autour de la valeur moyenne p_0 , on aura :

$$(2.36) \quad dp = \chi e dt$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)_{t=t_0} = \chi e = \frac{1}{G^2}$$

$$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \right)_{t=t_0} = \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right) \right] = \left(\frac{\partial(\chi e)}{\partial t} \right)_A$$

si $\chi = \text{constante}$: $\left(\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \right)_{t=t_0} = \chi \left(\frac{\partial e}{\partial t} \right)_{t=t_0} = \chi^2 e_0$

d'où

$$(2.37) \quad \left(\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \right)_{t=t_0} = \frac{1}{\rho_0 G^4}$$

Ainsi on obtient l'expression du flux d'énergie moyen des fluctuations pour un fluide élastique :

$$(2.38) \quad \begin{aligned} \overline{E} = \overline{\tilde{r}} \overline{\tilde{v}} & \left[\frac{\rho_0 + \frac{3}{2} \cdot \frac{V_0^2}{C^2} + g \beta_0}{C^2} + 1 \right] + \frac{3}{2} \rho_0 V_0 \overline{\tilde{v}^2} \\ & + \overline{\tilde{r}^2} \left[\frac{V_0}{2} \left(\rho_0 + \frac{V_0^2}{2} + g \beta_0 \right) \frac{1}{\rho_0 C^4} + \frac{V_0}{2 \rho_0 C^2} \right] \end{aligned}$$

Dans les expressions (2.35) et (2.36) apparaissent les grandeurs h_0 et z_0 dont la définition n'a rien d'absolu. A cet effet, il est intéressant de ne considérer que la part maximale d'énergie des fluctuations susceptible d'être restituée sous forme d'énergie mécanique : cette part est représentée par l'exergie.

Avant d'aborder l'étude exergetique, nous allons faire une étude comparative avec les formulations existantes dans la littérature.

2.5 Comparaison avec les formulations existantes

Le problème de la définition de l'intensité acoustique a été abordé par plusieurs auteurs qui aboutissent à deux formulations principales.

La première est celle proposée par BLOKHINTSEV (réf. [7]), RYSHOV et SHEFTER (réf. [8]), EVERSMAN (réf. [9]) etc...

La seconde est celle proposée par CANTREL et HART (réf. [10]) et MORFEY (réf. [11]).

Par commodité nous allons appeler la première, formulation de BLOKHINTSEV, et la seconde, formulation de MORFEY.

2.5.1 Formulation de BLOKHINTSEV

BLOKHINTSEV exprime le flux d'énergie moyen fluctuant de la façon suivante :

il part de l'équation (2.11) du flux d'énergie dans le cas d'un écoulement par tranches, qu'il écrit en faisant apparaître les expressions des énergies cinétique et potentielle.

$$(2.39) \quad E = \left[\rho u + \rho g z_0 + \rho \frac{V^2}{2} + \tau \right] V$$

$$E = \left[E_p + E_c + \tau \right] V$$

En posant : $E_p = \rho u + \rho g z_0$

$$E_c = \rho \frac{V^2}{2}$$

Il fait ensuite les hypothèses suivantes :

- fluide parfait non pesant
- fluctuations isentropiques

$$(2.40) \quad \overline{\tilde{p}} = \overline{\tilde{v}} = \overline{\tilde{e}} = 0$$

Puis il écrit les valeurs moyennes des parties fluctuantes des énergies cinétique et potentielle.

$$(2.41) \quad \overline{\tilde{E}_c} = \frac{1}{2} \rho \overline{\tilde{v}^2}$$

$$(2.42) \quad \overline{\tilde{E}_p} = \frac{\overline{\tilde{p}^2}}{2\rho_0 c^2}$$

Les termes du premier ordre disparaissent dans les moyennes (d'après l'hypothèse (2.40)) et en utilisant les relations (2.41) et (2.42), il écrit le flux d'énergie moyen fluctuant :

$$(2.43) \quad \overline{\tilde{E}} = (\overline{\tilde{E}_p} + \overline{\tilde{E}_c}) v_0 + \overline{\tilde{p}\tilde{v}}$$

ce qui lui permet d'obtenir :

$$(2.44) \quad \overline{\tilde{E}} = \overline{\tilde{p}\tilde{v}} + \frac{v_0}{2\rho_0 c^2} \overline{\tilde{p}^2} + \frac{1}{2} \rho_0 v_0 \overline{\tilde{v}^2}$$

Discussion :

Si on note E_I l'expression (2.33), obtenue par notre formulation, et E_{II} l'expression (2.44) (ci-dessus) la différence $E_I - E_{II}$ s'écrit :

$$(2.45) \Delta E_I = \bar{\tilde{v}} \left[\frac{h_0 + 3V_0^2/2 + g z_0}{c^2} \right] + \bar{\tilde{v}}^2 \left[\frac{V_0}{2} \left(h_0 + \frac{V_0^2}{2} + g z_0 \right) \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial \rho^2} \right)_\Delta \right] + \frac{1}{2} \beta V_0^2 \bar{\tilde{v}}^2$$

* les termes $\bar{\tilde{v}} \left[\frac{h_0 + 3V_0^2/2 + g z_0}{c^2} \right] + e_0 V_0^2 \bar{\tilde{v}}/2$ sont négligés par BLOKHINTSEV... en utilisant les moyennes des énergies cinétique et potentielle dans le calcul du flux moyen.

* le terme $V_0/2 \left(h_0 + V_0^2/2 + g z_0 \right) \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial \rho^2} \right)_\Delta \bar{\tilde{v}}^2$ provient du développement au second ordre de ρ et par conséquent il est normal qu'on ne le retrouve pas dans l'expression obtenue par BLOKHINTSEV du fait qu'il effectue un développement de $\tilde{\rho}$ au premier ordre en $\tilde{\rho}$ (hypothèse (2.40)).

2.5.2 Formulation de MORFEY

MORFEY part de l'équation (2.11) qu'il écrit de la façon suivante :

il fait l'hypothèse de fluide parfait non pesant (terme gz négligé) et de fluctuations isentropiques. Il pose :

$$(2.46) \quad G = e v \quad : \text{débit masse par unité de surface}$$

$$(2.47) \quad h_i = h + v^2/2 \quad : \text{enthalpie massique génératrice,}$$

ce qui donne donc : $E = G h_i$

Pour avoir le flux d'énergie moyen fluctuant au second ordre, MORFEY propose d'effectuer un développement au premier ordre de G et de h_i et il obtient donc :

$$G = G_0 + \tilde{G} = e_0 v_0 + e \tilde{v} + v_0 \tilde{e}$$

$$h_i = h_{i0} + \tilde{h}_i = (h_0 + \tilde{h}) + \left(\frac{V_0^2}{2} + v_0 \tilde{v} \right)$$

avec $\tilde{h} = \tilde{\rho}/e_0$ au premier ordre.

ce qui conduit aux expressions de \tilde{G} et \tilde{h}_i :

$$(2.48) \quad \tilde{G} = e\tilde{V} + v_0\tilde{e}$$

$$(2.49) \quad \tilde{h} = \tilde{r}/e_0 + v_0\tilde{V}$$

ce qui lui permet d'écrire l'expression du flux d'énergie fluctuant.

$$(2.50) \quad \hat{E} = \tilde{G}\tilde{h}_i$$

$$(2.51) \quad \hat{E} = \tilde{r}\tilde{V} + e_0v_0\tilde{V}^2 + \frac{v_0}{e_0}\tilde{e}\tilde{r} + v_0^2\tilde{e}\tilde{V}$$

En posant $\tilde{e} = \tilde{r}/c_0^2$ au premier ordre, il obtient l'expression du flux d'énergie moyen fluctuant.

$$(2.52) \quad \overline{\hat{E}} = \overline{\tilde{r}\tilde{V}} \left[1 + \frac{v_0^2}{c_0^2} \right] + \frac{v_0}{e_0 c_0^2} \overline{\tilde{r}^2} + e_0 v_0 \overline{\tilde{V}^2}$$

Discussions :

On retrouve pratiquement le même problème que dans la formulation précédente, c'est-à-dire que MORFEY aussi effectuée des développements au premier ordre alors qu'ils devraient être au second ordre, et ce fait occasionne des pertes de termes que l'on constate dans l'expression (2.52) du flux d'énergie moyen obtenu par MORFEY.

Si on note E_{III} cette expression (2.52) et ΔE_2 la différence $E_I - E_{III}$, E_I étant l'expression (2.27) obtenue par notre formulation alors :

$$(2.53) \quad \begin{aligned} \Delta E_2 = & \overline{\tilde{r}\tilde{V}} \left(h_0 + g\tilde{z}_0 + \frac{v_0^2}{2} \right) / c_0^2 + e_0 \frac{v_0^2}{2} \overline{\tilde{V}^2} \\ & + \overline{\tilde{r}^2} \left[\frac{v_0}{2} \left(h_0 + \frac{v_0^2}{2} + g\tilde{z}_0 \right) \left(\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \right)_{t=t_0} - \frac{v_0^2}{2e_0 c_0^2} \right] \end{aligned}$$

ΔE_2 , provient du fait que dans notre formulation les développements de \hat{h} et de \hat{e} sont effectués au second ordre.

2.6 Interprétation exergétique

Rappelons que l'exergie représente l'énergie mécanique susceptible d'être restituée en ramenant le système jusqu'à l'état de référence a.

2.6.1 Flux d'exergie par unité de surface

L'exergie massique est définie par la relation suivante :

$$(2.54) \quad ex = (h - h_a) - T_a (\Delta - \Delta_a) + \frac{V^2}{2} + g(z - z_a)$$

L'indice a indique l'état de référence du fluide.

Le flux d'exergie par unité de surface s'écrit alors :

$$(2.55) \quad Ex = \rho(ex) V$$

Nous considérons toujours le cas des petites fluctuations autour des positions moyennes, ce qui nous donne :

$$(2.56) \quad Ex = (\rho_0 + \hat{\rho}) \left[(h_0 + \hat{h} - h_a) - T_a (\Delta_0 + \tilde{\Delta} - \Delta_a) + (V_0 + \tilde{V})^2 / 2 + g(z_0 - z_a) \right] (V_0 + \tilde{V})$$

En posant les mêmes hypothèses que dans notre première formulation, c'est-à-dire :

- fluctuations isentropiques ($\tilde{s} = 0$)
- $\tilde{p} = \tilde{V} = 0$

(2.56) devient alors :

$$(2.57) \quad Ex = (\rho_0 + \hat{\rho}) (V_0 + \tilde{V}) \left[(h_0 - h_a) - T_a (\Delta_0 - \Delta_a) + \hat{h} \right] + (\rho_0 + \hat{\rho}) (V_0 + \tilde{V})^3 / 2 + (\rho_0 + \hat{\rho}) g (z_0 - z_a) (V_0 + \tilde{V})$$

En posant :

$$(h_0 - h_a) - T_a (\Delta_0 - \Delta_a) = h_{u_0} - h_{u_a}$$

on obtient la partie fluctuante moyenne du flux d'exergie par unité de surface :

$$(2.58) \quad \begin{aligned} \overline{\dot{E}_x} = & \overline{\rho} \left[(h_{u_0} - h_{u_a}) + \frac{V_0^2}{2} + g(z_0 - z_a) V_0 \right] + \rho_0 V_0 \overline{\hat{h}} + V_0 \overline{\hat{\rho} \hat{h}} \\ & + \rho \overline{\hat{h} \tilde{v}} + \overline{\rho \tilde{v}} \left[(h_{u_0} - h_{u_a}) + g(z_0 - z_a) + \frac{3V_0^2}{2} \right] + \frac{3}{2} \rho_0 V_0 \overline{\tilde{v}^2} \end{aligned}$$

Les quantités $\overline{\rho}$, $\overline{\hat{h}}$, $\overline{\hat{\rho} \tilde{v}}$, $\overline{\hat{\rho} \hat{h}}$ et $\overline{\hat{h} \tilde{v}}$ sont données respectivement par les relations (2.22), (2.23), (2.24), (2.25) et (2.26) et, compte-tenu des hypothèses, l'expression (2.58) devient :

$$(2.59) \quad \begin{aligned} \overline{\dot{E}_x} = & \overline{\tilde{v}} \left[1 + \frac{ex_0}{C^2} + \frac{V_0^2}{C^2} \right] + \overline{\tilde{v}^2} \left[\frac{ex_0}{2} \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \right)_{t=t_0} V_0 + \frac{V_0}{2 \rho_0 C^2} \right] \\ & + \frac{3}{2} \rho_0 V_0 \overline{\tilde{v}^2} \end{aligned}$$

avec

$$ex_0 = (h_{u_0} - h_{u_a}) + \frac{V_0^2}{2} + g(z_0 - z_a)$$

$$\left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \right)_{t=t_0} = \frac{1 - \gamma}{\rho_0 C^4}$$

pour un gaz parfait

$$\left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \right)_{t=t_0} = \frac{1}{\rho_0 C^4}$$

pour un fluide élastique

2.7 Application à un circuit de pompe.

On considère le cas de fluctuations se propageant dans une conduite de section constante située au refoulement d'une pompe (réf [12]) véhiculant de l'eau et en prenant comme état de référence (a) l'état du fluide sur la surface libre du réservoir d'aspiration (figure 2.2). L'ordre de grandeur de l'exergie ex_0 est le travail massique fourni par la pompe au fluide et, dans le cas où la différence de pression entre l'aspiration et le refoulement de la pompe est 16 bar avec une vitesse moyenne d'écoulement $V_0 = 5$ m/s et une célérité des ondes $C_0 = 1300$ m/s, les ordres de grandeur des différents coefficients des termes constituant l'expression du flux moyen d'exergie, c'est-à-dire l'expression (2.59) sont :

$$\frac{ex}{c^2} \approx 10^{-3}$$

$$M_0 = \frac{V_0}{c} \approx 4 \times 10^{-3}$$

$$\frac{1_0}{\beta c^2} \approx 10^{-3}$$

$$M_0^2 \approx 1.6 \times 10^{-5}$$

l'expression (2.59) peut donc être simplifiée avec une précision de quelques millièmes :

$$(2.60) \quad \overline{E_x} = \overline{\tilde{V}} + \overline{\tilde{r}^2} \left(\frac{M_0}{2\rho_0 c} \right) + \overline{\tilde{V}^2} \left(\frac{3}{2} \rho_0 c M_0 \right)$$

Dans le cas de la propagation d'ondes dans une conduite de section constante, les distributions de pression et de vitesse calculées à l'aide du modèle d'onde plane (figure 23) sont :

$$(2.61) \quad \tilde{r}(x,t) = \text{Re} \left[A e^{i\omega t} \left(e^{ikx} + r e^{ikx} \right) \right] = \text{Re} \left[P(x) e^{i\omega t} \right]$$

$$(2.62) \quad \tilde{V}(x,t) = \text{Re} \left[\frac{A}{\rho_0 c} e^{i\omega t} \left(e^{-ikx} - r e^{ikx} \right) \right] = \text{Re} \left[V(x) e^{i\omega t} \right]$$

où :

Re désigne la partie réelle.

$k = \frac{\omega}{c}$: nombre d'onde, A : constante complexe.

$r = r_0 e^{ikx}$: coefficient de réflexion à l'abscisse $x = 0$

L'ordre de grandeur des quantités intervenant dans l'expression (2.60) peut être évalué en utilisant (2.61) et (2.62) :

$$\overline{\tilde{V}} = \frac{AA^*}{\rho_0 c}$$

$$\overline{\tilde{r}^2} \left(\frac{M_0}{2\rho_0 c} \right) \approx \frac{M_0}{2} \frac{AA^*}{\rho_0 c}$$

$$\frac{3}{2} \rho_0 c M_0 \overline{\tilde{V}^2} \approx \left(\frac{3}{2} M_0 \right) \frac{AA^*}{\rho_0 c}$$

Pour des nombres de Mach très faibles, ce qui est le cas en hydraulique, le terme $\overline{\tilde{p}\tilde{v}}$ de l'équation (2.60) est prépondérant et le flux d'énergie par unité de surface, dans le cas d'une pompe débitant dans un circuit d'eau, peut être évalué par l'intensité hydraulique I sous la forme classique :

$$(2.63) \quad I = \overline{\tilde{p}\tilde{v}}$$

2.8 Influence du coefficient de réflexion

Le coefficient de réflexion est un facteur important dans la détermination de la puissance acoustique émise par une machine dans un circuit.

Dans ce qui suit, nous présentons une étude paramétrique des distributions des fluctuations de pression le long de la conduite en fonction du coefficient de réflexion.

2.8.1 Distribution des pressions le long de la conduite en fonction du coefficient de réflexion.

On considère le modèle défini au chapitre 1. Le vecteur intensité défini par $I = (\frac{1}{2}) \operatorname{Re} [P V^*]$ (* désigne le complexe conjugué) se réduit, d'après les relations (2.61) et (2.62), au seul terme :

$$(2.64) \quad I = \frac{AA^*}{2\rho_0 c_0} (1 - r_0^2)$$

Contrairement à l'amplitude des fluctuations de pression, le vecteur intensité est constant tout le long de l'onde quasi-stationnaire, ce qui veut dire que dans le fluide il n'y a ni absorption ni création d'énergie et que son évaluation est indépendante du point de mesure.

La pression quadratique est donnée par la relation suivante :

$$\overline{\tilde{p}^2} = \frac{AA^*}{2} [1 + r_0^2 + 2r_0 \cos(2kx + \varphi)]$$

si $r_0 = 1$ on aura d'après (2.64) :

$$AA^* = \frac{\overline{\tilde{p}^2}}{1 - r_0^2} I$$

et en posant
$$p^{+2} = \frac{\overline{p^2}}{\rho_0 c \omega I}$$

et $x^+ = x/\lambda$ (λ étant la longueur d'onde).

On obtient une expression adimensionnelle de la pression quadratique qui dépend seulement du coefficient de réflexion.

$$(2.65) \quad p^{+2} = \frac{1 + r_0^2 + 2r_0 \cos(2\pi x^+ + \varphi)}{1 - r_0^2}$$

Etude paramétrique :

La figure 2.6 montre l'évolution de p^{+2} en fonction du coefficient de réflexion. On peut constater sur celle-ci que les valeurs efficaces des fluctuations augmentent très vite avec le coefficient de réflexion et tendent vers l'infini quand ce dernier tend vers 1. Il y a donc une singularité quand le coefficient de réflexion vaut 1.

2.8.2 Conduite à extrémité ouverte :

On considère toujours le même circuit que précédemment, mais cette fois-ci avec une extrémité ouverte (figure 2.4).

La condition limite en $x = 0$ est $\tilde{p}(0, t) = 0$, ce qui nous donne un coefficient de réflexion égal à 1 en module et une phase de $(2k+1)\pi$

La valeur efficace des fluctuations de pression devient alors :

$$\overline{p^2} = AA^* (1 - \cos(2kx))$$

La composante du vecteur intensité devient alors :

$$I = \frac{1}{2\rho_0 c} \operatorname{Re} \left[A e^{i\omega t} (e^{-ikx} - e^{ikx}) A^* (e^{ikx} + e^{-ikx}) \right] = 0$$

Ce qui nous donne une intensité nulle dans le cas d'une extrémité ouverte.

2.8.3 Conduite à extrémité fermée

La condition limite imposée dans ce cas (figure 2.5) est : $\tilde{v}(0, t) = 0$ ce qui nous donne un coefficient de réflexion égal à 1 en module avec une phase de $2k\pi$ (k entier naturel).

La valeur efficace des fluctuations de pression devient alors :

$$\overline{p^2} = AA^* (1 + \cos(2kx))$$

et la composante du vecteur intensité s'écrit :

$$I = \frac{AA^*}{2\rho_0 c} \operatorname{Re} [2i \sin(2kx)] = 0$$

$$I = 0$$

De la même façon, on obtient une intensité nulle dans le cas d'une extrémité fermée.

Conclusion :

Cette étude montre qu'en milieu fortement réverbérant ($|R| \approx 1$) des fluctuations de pression importantes peuvent être obtenues avec une intensité hydraulique voisine de zéro. Comme on pourra le vérifier ultérieurement ces conditions sont peu favorables à la détermination expérimentale de l'intensité.

3. MESURE DE LA CELERITE DES ONDES DANS UNE CONDUITE RECTILIGNE A CARACTERISTIQUES CONSTANTES.

3.1. Introduction

L'étude des phénomènes propagatifs en conduite nécessite de connaître la célérité des ondes.

L'étude faite dans le chapitre 1 montre que cette célérité dépend de la compressibilité du fluide qui elle-même dépend du taux de gaz dissous dans le liquide (réf [1], fig 3.13), de l'élasticité de la conduite et de son mode de fixation.

La détermination expérimentale de la célérité sera donc, pour nous, un élément important dans notre étude intensimétrique.

La méthode mise en oeuvre est celle proposée par Margolis et Brown (réf [13]).

3.2 Description de la méthode.

On considère une conduite rectiligne de section constante (caractéristiques mécaniques constantes). L'écoulement étant supposé par tranches planes, sans perte de charge, la représentation complexe de la pression en un point d'abscisse x s'écrit, d'après le chapitre 1 :

$$P(x,t) = e^{i\omega t} [B_i e^{-ikx} + B_r e^{ikx}]$$

Si on considère trois points équidistants 1, 2 et 3 d'abscisses respectives, $(-L)$ (0) et $(+L)$, les représentations complexes des pressions en ces points s'écrivent :

$$(3.1) \quad P_1 = P(-L,t) = e^{i\omega t} [B_i e^{ikL} + B_r e^{-ikL}]$$

$$(3.2) \quad P_2 = P(0,t) = e^{i\omega t} [B_i + B_r]$$

$$(3.3) \quad P_3 = P(L,t) = e^{i\omega t} [B_i e^{-ikL} + B_r e^{ikL}]$$

Les fonctions de transfert en ces points sont définies, dans le domaine fréquentiel, par les rapports suivants :

$$(3.4) \quad H_{12} = P_1/P_2$$

$$(3.5) \quad H_{32} = P_3/P_2$$

La demi-somme des fonctions de transfert H_{12} et H_{32} , donne donc :

$$(3.6) \quad S = (H_{12} + H_{32})/2 = \cos(kL)$$

La célérité peut donc être déterminée en recherchant la valeur du nombre d'onde k , conduisant à une meilleure identification de la demi-somme des parties réelles des fonctions de transfert mesurées par la fonction $\cos(kL)$ sur la gamme des fréquences analysées.

La méthode numérique utilisée est décrite en annexe I.

Le choix de la distance L entre les capteurs est effectué de façon à pouvoir effectuer une identification correcte du modèle théorique $\cos(kL)$ et des résultats expérimentaux. Nous devons donc disposer d'un nombre suffisant de points répartis sur une portion suffisante de la sinusoïde. En se fixant, par exemple, comme limites un quart et une longueur d'onde ; on aboutit alors à la relation suivante :

$$(3.7) \quad \frac{c_0}{4 f_{\max}} < L < \frac{c_0}{f_{\max}}$$

f_{\max} étant la fréquence maximale de la gamme d'analyse.

3.3. Conditions expérimentales.

* Les essais ont été réalisés sur la boucle de pompe décrite en introduction par la figure (I.1).

* L'hypothèse unidimensionnelle de propagation en ondes planes impose exclusivement un domaine fréquentiel limité par la première fréquence de coupure de la conduite (la fréquence de coupure pour une conduite en acier de 250 mm de diamètre est égale à 66 kHz et les harmoniques suivantes deviennent sensibles au tiers de cette fréquence environ (25f/12)).

* L'hypothèse d'uniformité des grandeurs acoustiques dans la section de mesure nous permet de placer les capteurs à membranes affleurantes en paroi, pour éviter ainsi toute génération de bruit par l'écoulement sur des obstacles internes. Ils sont placés dans les positions A2, A4, A6 (indiquées sur la figure 3.1) et la distance les séparant deux à deux est de 1,2 r.

* La gamme d'analyse fréquentielle est 0-300 Hz (largement au dessous de la première fréquence de coupure, qui est, pour une conduite en acier de 250 mm de diamètre, de l'ordre de 20 kHz).

3.4. Analyse des résultats bruts :

Le nuage de points de la figure 3.4 (a) représente les demi-sommes des parties réelles (*) et imaginaires (o) des fonctions de transfert entre les pressions mesurées aux points (A₂), (A₄) et (A₆) (figure (3.1)). Ainsi présentés, ces résultats ne sont pas exploitables sur toute la gamme de fréquence utilisée.

En effet, le spectre des pressions (fig 3.2) montre que l'excitation naturelle par la pompe produit des fluctuations dont les amplitudes sont d'un niveau inférieur de 30 dB par rapport au niveau maximal mesuré, pour la plupart des fréquences supérieures à 250 Hz.

Dans certains intervalles de fréquences, on ne mesure pratiquement plus de fluctuations de pression et le signal utile est noyé dans le bruit de la chaîne de mesure. Ce fait est confirmé par la fonction de cohérence (figure (3.3)) qui présente de faibles valeurs pour de nombreuses fréquences au delà de 250 Hz.

3.5 Effet d'un test sur les fonctions de cohérence :

Le principe de ce test consiste à éliminer toutes les fréquences pour lesquelles les cohérences des deux acquisitions nécessaires à la détermination expérimentale des fonctions de transfert H_{12} et H_{32} sont insuffisantes.

Pour cela, on choisit une valeur L_1 , voisine de l'unité, et on élimine toutes les fréquences pour lesquelles les cohérences sont inférieures à L_1 .

Ainsi pour $L_1 = 0,9$, le nuage de points de la figure 3.4. (a) disparaît pour voir apparaître sur la figure 3.4.(b) des points expérimentaux qui s'alignent mieux sur le modèle théorique, sauf au voisinage de quelques fréquences (280, 500 et 700 Hz).

Nous disposons d'une conduite en acier de diamètre $D = 82,5\text{mm}$, d'épaisseur $3,4\text{ mm}$, de module de Young $E = 2,1. \times 10^5\text{ daN/mm}^2$. Etant immobile sur toute la longueur, elle est en état plan de déformation. Le fluide utilisé est l'eau de module d'élasticité $K = 2,2\text{ daN/mm}^2$, et de masse volumique $\rho = 10^3\text{ kg/m}^3$. L'expression théorique de la célérité des ondes établies au chapitre 1, nous donne, dans ces conditions : $C_{th} = 1337\text{ m/s}$

Tableau des résultats :

N°de figures correspondantes	Valeurs de L_1	Célérité expérimentale C_0 (m/s)	Nombre de points retenus
3.4(a)	non fixée	1576	801
3.4.(b)	0.9	1282	314
	0.92	1276	293
	0.94	1264	267
	0.96	1237	242
	0.98	1255	185
3.4(d)	0.99	1311	139

Tableau : T_1

Après avoir effectué plusieurs tests dont les résultats sont donnés dans le tableau T_1 , on constate qu'une réduction de l'écart entre les valeurs expérimentales et la valeur théorique de la célérité inférieure à 10 % n'est obtenue qu'en imposant $L_1 > 0,99$ ce qui présente l'inconvénient de réduire fortement le nombre de point de mesures utiles.

En conclusion, le test sur la cohérence s'avère nécessaire mais insuffisant ; l'introduction d'un second test serait un plus dans le raffinement des résultats, et c'est ce qui fera l'objet du paragraphe suivant.

3.6. Effet d'un test sur la cohérence et sur la demi-somme des parties imaginaires des fonctions de transfert.

Les figures 3.4 (b,c) montrent que certaines des valeurs de S obtenues expérimentalement présentent une partie imaginaire non nulle ce qui est en désaccord avec le modèle théorique. A cet effet, nous proposons d'appliquer un second test en vue d'éliminer les points pour lesquels la partie imaginaire de S est supérieure à une limite (fixée) L_2 , qui est une valeur voisine de zéro. Afin de voir l'évolution de la célérité en fonction des valeurs de L_1 et L_2 , nous avons effectué plusieurs tests, dont les résultats sont donnés dans le tableau (T_2).

Célérité théorique : $C_{th} = 1337$ m/s

Rappels des résultats du tableau (T1) C_0 (m/s)	valeurs limites de L_1	valeurs limites de L_2	célérité obtenue expérimentalement m/s	nombre de points retenus	N° de figures correspondantes.
1282	0,9	0,1	1328	293	3.5(a)
		0,01	1343	188	3.5(b)
1276	0,92	0,1	1332	276	3.6(a)
		0,01	1348	187	3.6(b)
1264	0,94	0,1	1337	256	3.7(a)
		0,01	1351	184	3.7(b)
1237	0,96	0,1	1332	233	3.8(a)
		0,01	1342	177	3.8(b)
1255	0,98	0,1	1335	182	3.9(a)
		0,01	1352	150	3.9(b)

Tableau (T₂)

Interprétations des résultats :

* On constate que les résultats obtenus avec ces deux traitements conduisent à des valeurs expérimentales de la célérité qui sont très proches de la valeur théorique (Tableau (T₂)), l'écart maximal relatif ne dépassant pas 1%.

* On remarque aussi qu'en prenant les limites $L_1 = 0,9$ sur les cohérences et $L_2 = 0,1$ sur les parties imaginaires de S on obtient un résultat à 1% près dans le cas étudié.

* En observant les figures (3.5. (a,b) à 3.9. (a,b)), on constate que des écarts subsistent encore entre les résultats expérimentaux et le modèle théorique au voisinage de certaines fréquences (280 Hz, 500Hz). Ces écarts peuvent résulter des résonances de structure de la conduite (Ref [45]).

3.7. Etude des erreurs de mesures.

On se propose d'étudier, dans ce paragraphe, la sensibilité de la méthode de mesure de célérité aux erreurs de mesures.

Dans ce but nous allons simuler des erreurs connues (indépendantes de la fréquence) et nous allons ensuite analyser leurs effets sur les résultats.

Les erreurs de mesures, dans notre cas, peuvent provenir principalement d'un défaut de réglage de gain ou d'un déphasage dans la réponse de la chaîne de mesures.

3.7.1. Effet d'une erreur sur le gain de la chaîne de mesure.

Si on note par P_{1m} , P_{2m} , P_{3m} , les représentations complexes des signaux fournis par la chaîne de mesure de pression, supposée à réponse linéaire, ces grandeurs sont reliées aux pressions à mesurer par les relations suivantes :

$$(3.8) \quad P_{1m} = k_1 P_1$$

$$(3.9) \quad P_{2m} = k_2 P_2$$

$$(3.10) \quad P_{3m} = k_3 P_3$$

Les quantités k_1 , k_2 et k_3 qui peuvent être complexes, (s'il existe un déphasage entre la pression et le signal de mesure), doivent être identiques dans le cas d'un étalonnage idéal.

Les fonctions de transfert H_{12} et H_{32} deviennent alors :

$$(3.11) \quad H_{12} = P_{1m}/P_{2m} = g_{12} (P_1/P_2)$$

$$(3.12) \quad H_{32} = P_{3m}/P_{2m} = g_{32} (P_3/P_2)$$

$$\text{avec : } g_{12} = k_1/k_2 \quad \text{et} \quad g_{32} = k_3/k_2$$

Dans le cas d'un défaut de réglage de gain sans erreur de phase dans la chaîne de mesure les quantités g_{12} et g_{32} sont réelles mais pas identiques.

La relation (3.6) devient :

$$\frac{1}{2}(H_{12} + H_{32}) = \frac{g_{12} P_1 + g_{32} P_2}{2 P_2}$$

En utilisant les relations (3.1), (3.2) et (3.3) on obtient :

$$(3.13) \quad \frac{1}{2} (H_{12} + H_{32}) = \frac{1}{2} (g_{12} + g_{32}) \cos(kL) + \frac{j}{2} (g_{12} - g_{32}) \left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{\beta_1 + \beta_2} \right) \sin(kL)$$

Simulation numérique

Sur une même acquisition, on introduit une erreur de gain (5% et 10%) qui portera sur les coefficients g_{12} et g_{32} . Puis on calcule les demi-sommes des parties réelles et imaginaires des fonctions de transferts correspondantes, en utilisant les relations suivantes :

$$(3.14) \quad \operatorname{Re} \left[(H_{12m} + H_{32m}) / 2 \right] = \frac{1}{2} \left\{ g_{12} \operatorname{Re} [H_{12}] + g_{32} \operatorname{Re} [H_{32}] \right\}$$

$$(3.15) \quad \operatorname{Im} \left[(H_{12m} + H_{32m}) / 2 \right] = \frac{1}{2} \left\{ g_{12} \operatorname{Im} [H_{12}] + g_{32} \operatorname{Im} [H_{32}] \right\}$$

Les résultats comparés à ceux obtenus sans simulation d'erreur sont donnés dans le tableau (T3).

Dans ces calculs, toutes les fréquences pour lesquelles la cohérence et le module de S sont respectivement inférieure à 0,96 et supérieur à 0,1 sont éliminées.

Tableau de résultats :

g_{12}	g_{32}	résultats avec simulation d'erreur C_1 (m/s)	$\Delta c = C_1 - C_0$ (m/s)	erreur relative $\frac{\Delta c}{c}$ (%)	Nombre de points retenus	n° de figures correspondantes.
1	1	1332	0	0	234	3.8 (a)
0,95	1	1333	1	0,07	234	3.10(b)
1,05	1	1334	2	0,15	232	3.10(a)
1	0,95	1327	5	0,37	234	3.11(b)
1,05	0,95	1323	9	0,67	231	3.10(c)
0,95	1,05	1344	12	0,9	233	3.11(c)
1	1,05	1340	8	0,60	232	3.11(a)

Les figures 3.10 (a,b,c) et 3.11 (a,b,c) montrent l'effet d'une erreur sur le gain de la chaîne de mesure sur la demi somme des fonctions de transfert mesurées. Celui-ci se traduit par un décalage de l'ordonnée à l'origine des parties réelles de S. Notons qu'il n'y a aucun effet sensible à signaler sur les parties imaginaires de S. On constate aussi, d'après les résultats du tableau (T3), qu'une erreur de 10% sur le gain donne un résultat avec une erreur relative n'excédant pas 1%.

3.7.2. Effet d'un écart de phase entre les réponses des capteurs.

Dans le cas d'une erreur de phase, sans erreur de gain, les quantités g_{12} et g_{32} sont des grandeurs complexes de modules 1 et d'arguments φ_1 et φ_2 .

Les fonctions de transfert mesurées deviennent alors :

$$(3.16) \quad H_{12} = P_{1m}/P_{2m} = e^{-i\varphi} P_1/P_2$$

$$(3.17) \quad H_{32} = P_{3m}/P_{2m} = e^{-i\varphi} P_3/P_2$$

Les parties réelles et imaginaires des fonctions de transfert mesurées seraient donc :

$$(3.18) \quad \operatorname{Re} [H_{i2m}] = \cos \varphi \operatorname{Re} [H_{i2}] + \sin \varphi \operatorname{Im} [H_{i2}] \quad ; (i=1,3)$$

$$(3.19) \quad \operatorname{Im} [H_{i2m}] = \cos \varphi \operatorname{Im} [H_{i2}] + \sin \varphi \operatorname{Re} [H_{i2}] \quad ; (i=1,3)$$

ce qui donne les parties réelles et imaginaires de S

$$(3.20) \quad \operatorname{Re} [S]_m = \cos \varphi \operatorname{Re} [S] + \sin \varphi \operatorname{Im} [S]$$

$$(3.21) \quad \operatorname{Im} [S]_m = \cos \varphi \operatorname{Im} [S] - \sin \varphi \operatorname{Re} [S]$$

Simulation numérique et interprétation des résultats :

Les relations (3.18) et (3.19) nous montrent l'effet d'un écart de phase entre les réponses des capteurs sur les parties réelles et imaginaires des fonctions de transfert.

La simulation consiste à se donner un écart de phase φ et ensuite calculer les nouvelles fonctions de transfert définies par les relations (3.18) et (3.19). Le tableau (T4) nous montre les résultats obtenus pour des déphasages de 5 à 10° (ne dépendant pas de la fréquence) comparés à ceux obtenus sans simulation d'erreur.

La simulation est réalisée sur la même acquisition et dans les mêmes conditions que la précédente.

Les figures 3.12 (a,b,c,d) montrent l'effet d'une erreur de phase dans les chaînes de mesure sur la demi somme des fonctions de transfert mesurées. Comme on peut le constater, celui-ci se traduit par un décalage de l'ordonnée à l'origine des parties imaginaires de S. Les résultats du tableau (T₄) montrent qu'une erreur de phase de 10° donne un résultat avec une erreur relative de 2%. Un étalonnage rigoureux est donc nécessaire afin de réduire l'erreur de phase.

Tableau des résultats :

N° de figure correspondante	Déphasage en Degré		Célérité obtenue avec le déphasage			Nombre de points retenus
	$\Psi = \phi_1 - \phi_2$	$\Psi = \phi_3 - \phi_2$	C	ΔC	$\frac{\Delta C}{C} (\%)$	
3.8 a	0	0	1332	0	0	234
3.12.a	10	0	1303	27	2	205
3.12.b	5	0	1309	21	1,6	221
3.12.c	0	10	1334	2	0,15	103
3.12.d	0	5	1328	4	0,3	215

Tableau (T₄)

4. METHODES EXPERIMENTALES DE DETERMINATION DE L'INTENSITE HYDROACOUSTIQUE EN CONDUITE.

4.1. Introduction

Nous avons vu dans les chapitres précédents que dans le cas de fluctuations de faibles amplitudes p et V de la pression p et de la vitesse V par rapport aux valeurs moyennes temporelles p_0 et V_0 , le flux d'énergie par unité de section dS à la présence des fluctuations peut se ramener, dans le cas unidimensionnel, à l'intensité hydroacoustique définie de façon classique par la moyenne du produit des fluctuations de pression et de vitesse :

$$I = \overline{pV}$$

La difficulté de mesure directe de l'intensité est le manque de moyens expérimentaux de mesure de fluctuations de vitesse.

Olsen (référence [14]) a été le premier à décrire, dès 1930, le principe de la mesure de l'intensité acoustique vectorielle. Un quart de siècle plus tard, Schultz (référence [15]), par la formulation par différence finie du gradient de pression, ouvre la voie aux premières applications de l'intensimétrie. D'autres techniques analogues ont été développées depuis (références [16] à [20]) mais sans grand succès, jusqu'à l'apparition des analyseurs numériques qui a été développée durant ces dix dernières années et qui a donné, dans tous les laboratoires d'acoustique (références [21] à [27]), une place de choix à la méthode des deux capteurs.

Bien que le succès de cette technique soit largement démontré, son application présente des limites dans le domaine des basses et des hautes fréquences du fait du dimensionnement de la sonde, des effets de réfraction et de la résolution des chaînes de mesures.

Ainsi, d'autres méthodes de mesure de vitesse acoustique ont été proposées récemment en l'occurrence l'anémométrie à fil (ou film pour les liquides) chaud (référence [28]) et l'anémométrie (ou vélocimétrie) laser à effet Doppler (référence [29]).

Nous allons dans ce chapitre décrire les différentes méthodes utilisées ou du moins théoriquement utilisables à l'heure actuelle pour la détermination de l'intensité acoustique.

4.2. Mesure directe des fluctuations de pression et de vitesse

Les techniques de mesures directes des fluctuations de vitesse dans un écoulement instationnaire ou fluctuant, permanent en moyenne, qui sont actuellement disponibles sont l'anémométrie à fil (ou à film pour les liquides) chaud et la vélocimétrie laser à effet Doppler. Après avoir rappelé succinctement les principes de ces techniques, nous allons évoquer leur application à la mesure de l'intensité acoustique en citant quelques travaux récemment publiés.

4.2.1. Anémométrie à fil (ou film) chaud appliquée à la mesure des vitesses acoustiques.

L'anémométrie à fil chaud est sensible aux fluctuations de vitesse qui peuvent être causées soit par les turbulences soit par le passage des ondes acoustiques à travers le fluide.

Spaugler et Wells (référence [30]) ont montré que dans le cas d'un écoulement peu turbulent avec un niveau de bruit assez élevé, les fluctuations de vitesses dues aux ondes acoustiques sont prédominantes dans le signal de sortie du fil chaud. Cependant, une onde acoustique introduit non seulement une perturbation de la vitesse sur l'élément sensible, mais aussi des perturbations locales de pression et de température. Il importe donc de connaître la contribution de ces paramètres sur le signal de sortie.

Par ailleurs, Davis et Davies (référence [31]) ont montré que dans le cas d'un gaz, des effets moléculaires introduisent une sensibilité à la pression du signal de sortie, qui augmente avec la densité et la vitesse de l'écoulement incident. Ceci est dû à la réduction du champ de température autour du fil qui rend non négligeable le libre parcours moyen moléculaire devant les dimensions du champ de température.

L'élimination de ces effets de telle sorte que le fil soit sensible seulement aux fluctuations de vitesse ne peut être obtenu, à l'heure actuelle, qu'en opérant sur la température du fil en essayant d'adapter une température optimale qui décroît quand la vitesse moyenne de l'écoulement croît.

En hydroacoustique, l'amplitude de la vitesse des particules étant faible, et de ce fait la convection libre n'est plus négligeable. L'apparition de ce phénomène rend difficile l'application de cette technique, où un étalonnage spécifique est nécessaire pour tenir compte des effets de la convection libre.

Dubbelday (référence [32]) a montré que dans le cas d'un écoulement vertical, la convection libre agit comme un biais d'écoulement entraînant ainsi, une dépendance linéaire entre le signal de sortie et le déplacement, et dans le cas d'un écoulement horizontal, le biais d'écoulement disparaît, et du fait de la symétrie physique de l'écoulement de part et d'autre de la sonde, la réponse de l'anémomètre en amplitude est proportionnelle au carré de la vitesse des particules dans un domaine de fréquence deux fois plus important que celui du champ acoustique.

L'auteur, cité ci-dessus, a obtenu des résultats performants dans l'eau et le glycol l'éthylène avec des sondes de diamètres 25, 50 et 150 μ m et des différences de températures entre la sonde et le milieu de 15°, 30° et 45°C (pour chaque sonde). Les gammes de fréquences sont de 20-160 Hz pour un écoulement horizontal et de 20-500 Hz pour un écoulement vertical.

L'application de cette technique à la mesure de l'intensité acoustique n'a pas été réalisé à ce jour, mais si on se réfère à la conclusion de Davis (référence [29]), la détermination de la phase entre les signaux de pression et de vitesse poserait un sérieux problème dans la détermination de l'intensité acoustique car toute contribution des fluctuations locales de pression et de température sur le signal de vitesse influence le signal résultant.

4.2.2 Application de la vélocimétrie Laser à effet Doppler à la mesure des vitesses acoustiques.

La vélocimétrie laser à effet Doppler est une méthode de mesure de vitesse relativement récente.

Les premières publications à ce sujet datent de 1964 (référence [33]). Elle est rendue possible par l'invention des sources de lumières monochromatiques cohérentes que constituent les lasers. Cette méthode a permis de résoudre les problèmes de mesures de vitesse dans les écoulements où les sondes risquaient de perturber l'écoulement ou de donner des réponses faussées par la nature du fluide.

Le principe le plus couramment utilisé est basé sur la mesure du décalage en fréquence de faisceaux lasers éclairant des particules très fines entraînées par le fluide.

La difficulté de la mise en oeuvre directe de ce principe vient du fait que le décalage en fréquence est très faible (10^3 Hz) devant la fréquence de la lumière (10^{14} Hz).

Le moyen le plus répandu qui permet de créer une fréquence plus basse pour l'observateur, consiste à créer des franges d'interférences entre deux faisceaux lumineux qui vont se croiser et définir le volume de mesure.

La vélocimétrie laser Doppler à franges ainsi définie est utilisable dans les milieux transparents comme l'eau ou l'air.

Le schéma bloc du système de vélocimétrie laser tel qu'il a été décrit par Davis (référence [29]) est donné par la figure (4.1).

Les deux cellules de Bragg, l'une opérant à 40 MHz, l'autre opérant à 39,93 MHz, permettent de créer un décalage en fréquence de 20 kHz.

La figure 4.2 (a) nous montre le spectre de Doppler obtenu quand les particules se trouvant dans le volume de mesure sont au repos. On constate que le photomultiplicateur détecte une fréquence qui correspond à la fréquence Doppler (20 kHz).

Cette fréquence augmente ou diminue selon la vitesse des particules.

La figure 4.2 (b) nous montre le spectre obtenu quand les particules, se trouvant dans le volume de mesure, sont en mouvement. On constate que des boucles latérales apparaissent de part et d'autre de la fréquence Doppler. Les fréquences inférieures à 20 kHz correspondent à des vitesses négatives et celles qui sont supérieures à 20 kHz correspondent à des vitesses positives.

Quand les particules oscillent à une pulsation ω (due aux perturbations acoustiques), le signal du photomultiplicateur est modulé en fréquence et le signal de sortie est donné par la relation :

$$(4.1) \quad E_d = E_0 \sin(\Omega_d t)$$

étant le signal Doppler donné par :

$$(4.2) \quad \Omega_d = \Omega + \Delta\Omega \cos\omega t$$

Ω est la fréquence Doppler (20 kHz)

$\Delta\Omega$ est l'amplitude de la fréquence de modulation donnée pour le système laser-Doppler par :

$$(4.3) \quad \Delta\Omega = \frac{2 \sin(\theta/2) v}{\lambda}$$

V est la vitesse des particules dans la région d'observation.

λ est la longueur d'onde de la lumière utilisée et θ est l'angle d'intersection des deux rayons.

$$(4.1) \text{ devient alors : } E_d = E_0 \sin(\Omega t + \beta \sin \omega t)$$

où β est appelé Index de modulation défini par :

$$(4.4) \quad \beta = \frac{\Delta \Omega}{\omega} = \frac{2 \sin(\theta/2)}{\lambda \omega} V$$

L'index de modulation est déterminé par le traitement statistique des amplitudes des bandes latérales du spectre Doppler. L'amplitude des fluctuations de vitesses est déterminée à partir de β .

Pour déterminer l'intensité acoustique, on multiplie le signal Doppler par le signal de pression de telle sorte que le signal résultant soit complètement modulé en amplitude.

On obtient ainsi un signal donné par la relation :

$$(4.5) \quad E = E_0 \{ 1 + \sin(\omega t + \phi) \} \sin(\Omega t + \beta \sin \omega t)$$

où : $\phi - \frac{\pi}{2}$ est le déphasage entre les fluctuations de pression et de vitesse.

Il s'agit donc de déterminer ce déphasage par analyse spectrale du signal ainsi obtenu qui est simultanément modulé en fréquence et en amplitude.

Pour cela on décompose le terme de modulation en fréquence, en série de fonctions de Bessel de première espèce d'ordre n : $J_n = J_n(\beta)$

$$(4.6) \quad E = E_0 \{ 1 + \sin(\omega t + \phi) \} \left\{ J_0 \sin \Omega t + J_1 [\sin(\Omega + \omega)t - \sin(\Omega - \omega)t] + \dots + J_n [\sin(\Omega + n\omega)t + (-1)^n \sin(\Omega - n\omega)t] \right\}$$

Après développement et arrangement des différents termes de l'équation (4.6), on obtient d'après la référence [29] l'amplitude du pic correspondant à la fréquence Doppler (Ω) :

$$(4.7) \quad \left(\frac{E_\Omega}{E_0} \right)^2 = J_0^2 + J_1^2 \cos^2 \phi$$

Les amplitudes (E_{+n}) et (E_{-n}) des pics correspondant respectivement aux fréquences ($\Omega + n\omega$) et ($\Omega - n\omega$) sont données par les relations suivantes :

$$(4.8) \quad \left(\frac{E_{+n}}{E_0} \right)^2 = J_n^2 \left(1 - \frac{n \sin \Phi}{\beta} \right)^2 + \left(J'_n \cos \Phi \right)^2$$

$$(4.9) \quad \left(\frac{E_{-n}}{E_0} \right)^2 = J_n^2 \left(1 + \frac{n \sin \Phi}{\beta} \right)^2 + \left(J'_n \cos \Phi \right)^2$$

$$\text{ou} \quad J'_n = \frac{dJ_n}{d\beta}$$

Les relations (4.8) et (4.9) montrent que pour des valeurs de $\Phi \neq n\pi$, les amplitudes des pics situés de part et d'autre de la fréquence Doppler ne sont plus égales. Le spectre résultant présente donc une dissymétrie par rapport à la fréquence Doppler, qui est fonction du déphasage Φ .

Cette dissymétrie est utilisée pour déterminer le déphasage Φ , comme le montre la relation suivante :

$$(4.10) \quad \Delta_n = \frac{E_{+n}^2 - E_{-n}^2}{E_0^2} = - \left(\frac{4n}{\beta} \right) \sin \Phi J_n^2$$

ou encore

$$(4.11) \quad \sin \Phi = - \frac{\beta \Delta_n}{4n J_n^2}$$

On peut également déterminer l'index de modulation (donc l'amplitude des fluctuations de vitesse) en utilisant les relations (4.7) et (4.10), ce qui nous donne :

$$(4.12) \quad \left(\frac{E_n}{E_0} \right)^2 = J_0 + J_1 \left\{ 1 - \left(\frac{\beta \Delta_n}{4n J_n^2} \right)^2 \right\}$$

Revenons à l'expression de l'intensité acoustique :

$$I = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [P.V^*]$$

$$\text{en posant : } P = P(x) e^{i\omega t} = P_0 e^{i\varphi_1} e^{i\omega t}$$

$$V = V(x) e^{i\omega t} = V_0 e^{i\varphi_2} e^{i\omega t}$$

P_0 , V_0 étant les amplitudes de la pression et de vitesse mesurées respectivement par un capteur de pression et par la vélocimétrie laser-Doppler.

$$I = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[P_0 V_0 e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} \right] \quad ; \text{ en posant : } \Phi = \varphi_1 - \varphi_2$$

ce qui nous conduit à :

$$(4.13) \quad I = P_0 V_0 \cos \Phi$$

L'analyse spectrale du signal produit Doppler-pression s'avère être un moyen satisfaisant pour déterminer le déphasage entre les fluctuations de pression et de vitesse et cela avec une précision de 1°. Quant à l'amplitude des fluctuations de vitesse acoustique on arrive à une précision de l'ordre de 0,06 dB.

En conclusion, cette nouvelle méthode apparait comme un moyen efficace et précis pour déterminer l'amplitude des fluctuations de vitesse acoustique et le déphasage pression-vitesse, nécessaire à la détermination de l'intensité acoustique dans le cas d'un ton pur.

4.3 Identification des fluctuations de pression et de vitesse au modèle de propagation en ondes planes.

4.3.1. Reconstitution de l'onde de pression le long de la conduite.

Dans le cas de la propagation par ondes planes dans une conduite de section constante (chapitre 1), pour des fluctuations de faibles amplitudes dans un écoulement de nombre de Mach petit sans pertes, les distributions de pression et de vitesse sont données par les relations suivantes :

$$(4.14) \quad \tilde{p} = \operatorname{Re} \left[e^{i\omega t} (B_1 e^{-ikx} + B_2 e^{ikx}) \right]$$

$$(4.15) \quad \tilde{V} = \operatorname{Re} \left[\frac{e^{i\omega t}}{\rho c} \left(B_i e^{-ikx} - B_r e^{ikx} \right) \right]$$

B_i et B_r sont des quantités complexes ne dépendant que de la fréquence.

Les distributions données par les relations (4.14) et (4.15) conduisent à une intensité hydraulique constante le long de la conduite :

$$(4.16) \quad I(f) = \frac{A}{\rho c} \left(\|B_i\|^2 - \|B_r\|^2 \right)$$

La mesure de l'intensité hydraulique et du coefficient de réflexion (défini au chapitre 1), pour une fréquence donnée, passe donc par la détermination des constantes complexes B_i et B_r .

Détermination des coefficients B_i et B_r :

Pour déterminer les coefficients $B_i(f)$ et $B_r(f)$, nous allons procéder à une reconstitution de l'onde stationnaire de pression dans la conduite moyennant l'implantation d'un nombre suffisant de capteurs le long de celle-ci. Il s'agit ensuite d'identifier le signal réel recueilli par chaque capteur au modèle d'ondes planes donné par la relation (4.14).

Soit $\tilde{p}(t)$ le signal recueilli sur chaque capteur, durant l'intervalle de temps T , sa décomposition en série de Fourier s'écrit :

$$(4.17) \quad \tilde{p}(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n \cos \omega_n t + b_n \sin \omega_n t \right)$$

a_n et b_n sont les coefficients de Fourier définis par :

$$(4.18) \quad a_n = \frac{2}{T} \int_t^{t+T} \tilde{p}(t) \cos \omega_n t \, dt$$

$$(4.19) \quad b_n = \frac{2}{T} \int_t^{t+T} \tilde{p}(t) \sin \omega_n t \, dt$$

Pour une fréquence particulière f_n et en un point d'abscisse x_i ; (4.14) et (4.17) deviennent :

$$(4.20) \quad \tilde{f}_{x_i, f_n}(t) = \operatorname{Re} \left[e^{i\omega t} \left(B_i(f_n) e^{-ik_n x_i} + B_z(f_n) e^{ik_n x_i} \right) \right]$$

$$(4.21) \quad \tilde{f}_{x_i, f_n}(t) = a_n(x_i) \cos \omega_n t + b_n(x_i) \sin \omega_n t$$

Il s'agit de rechercher pour chaque fréquence f_n , les coefficients $B_i(f_n)$ et $B_z(f_n)$ conduisant à une meilleure identification des expressions (4.20) et (4.21).

Les quantités $B_i(f_n)$ et $B_z(f_n)$ étant complexes, en posant :

$$(4.22) \quad \begin{cases} B_i(f_n) = \alpha + i\beta \\ B_z(f_n) = \delta + i\gamma \end{cases}$$

l'expression (4.7) devient :

$$(4.23) \quad \tilde{f}_{x_i, f_n}(t) = [(\alpha + \delta) \cos k_n x_i + (\beta - \gamma) \sin k_n x_i] \cos \omega_n t + [(\alpha - \delta) \sin k_n x_i - (\beta + \gamma) \cos k_n x_i] \sin \omega_n t$$

L'identification de (4.21) et (4.23) conduit au système suivant :

$$(4.24) \quad \begin{cases} (\alpha + \delta) \cos k_n x_i + (\beta - \gamma) \sin k_n x_i = a_n(x_i) \\ (\alpha - \delta) \sin k_n x_i - (\beta + \gamma) \cos k_n x_i = b_n(x_i) \end{cases}$$

Les coefficients de Fourier $a_n(x_i)$ et $b_n(x_i)$ sont déterminés par une méthode classique d'intégration en utilisant les définitions (4.18) et (4.19).

Pour avoir une meilleure identification, il est souhaitable d'avoir le maximum de points de mesure possible, répartis sur toute la longueur de la conduite.

La résolution du système ((4.24) ; (4.25)) par un critère des moindres carrés (Annexe II) donne les coefficients α, β, δ et γ et par conséquent les coefficients B_i (fn) et B_r (fn).

Avec cette méthode, on arrive à reconstituer les ondes de pression se propageant le long de la conduite, à une fréquence donnée. Elle pourrait, aussi, être utilisée pour vérifier les hypothèses du modèle d'ondes planes, émisent au chapitre 1.

Cette méthode n'est pas souvent utilisée en intensimétrie en raison du nombre de capteurs nécessaires et sa lourdeur, mais elle trouve son intérêt quand la source en question émet sur des fréquences particulières.

4.3.2 Utilisation de la fonction de transfert entre deux capteurs de pression

On considère un tronçon de conduite à caractéristiques constantes. Les phénomènes propagatifs dans la conduite, avec l'hypothèse d'ondes planes, peuvent être caractérisés (chapitre 1) par une matrice de transfert :

$$(4.26) \quad \begin{bmatrix} P_1 \\ V_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos kL & i\rho c \sin kL \\ \frac{i}{\rho c} \sin kL & \cos kL \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_2 \\ V_2 \end{bmatrix}$$

L'admittance acoustique est définie en 2 (d'abscisse $x = 0$) par :

$$(4.27) \quad Y_2 = \rho c \frac{V_2}{P_2}$$

En utilisant les équations (4.26), (4.27) devient alors :

$$(4.28) \quad Y_2 = -i \frac{H_{12} - \cos kL}{\sin kL}$$

avec $H_{12} = P_1/P_2$ fonction de transfert entre les pressions aux points 1 et 2.

Par ailleurs, les représentations complexes des pressions et des vitesses aux points 1 et 2 d'abscisses respectives $x_1 = -L$ et $x_2 = 0$ s'écrivent :

$$(4.29) \quad \left\{ \begin{array}{l} P_1 = B_i e^{ikL} + B_r e^{-ikL} \end{array} \right.$$

$$(4.30) \quad \left\{ \begin{array}{l} V_1 = \frac{1}{\rho c} (B_i e^{ikL} - B_r e^{-ikL}) \end{array} \right.$$

$$(4.31) \quad \left\{ \begin{array}{l} P_2 = B_i + B_r \end{array} \right.$$

$$(4.32) \quad \left\{ \begin{array}{l} V_2 = \frac{1}{\rho c} (B_i - B_r) \end{array} \right.$$

L'intensité hydroacoustique au point 2 s'écrit :

$$(4.33) \quad I = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [\overline{P_2} V_2^*]$$

ce qui nous donne, en utilisant la relation (4.27) :

$$I = \frac{1}{2\rho c} \overline{P_2} P_2^* \operatorname{Re}[Y_2]$$

ou encore, en utilisant la relation (4.28) :

$$(4.34) \quad I = \frac{1}{2\rho c} \overline{P_2} P_2^* \frac{\operatorname{Im}(H_{12})}{\operatorname{Sin} kL}$$

$\operatorname{Im}(H_{12})$ est la partie imaginaire de la fonction de transfert H_{12} .

La mesure de la densité spectrale des fluctuations de pression au point 2 et de la fonction de transfert entre les deux points permet donc d'accéder à l'intensité hydroacoustique.

Nous avons constaté au chapitre II la grande influence du caractère plus ou moins réverbérant du circuit sur les distributions de fluctuations de pression le long d'une conduite. Cet aspect du comportement du circuit peut être caractérisé par le coefficient de réflexion et nous précisons dans la suite la méthode que nous avons utilisé pour déterminer ce coefficient de réflexion.

En utilisant l'admittance au point 2 définie par la relation (4.27) et les relations (4.31) et (4.32) on obtient :

$$(4.35) \quad Y_2 = \frac{B_1 - B_2}{B_1 + B_2}$$

Ce qui nous donne un coefficient de réflexion défini par :

$$(4.36) \quad R(x=0) = \frac{1 - Y_2}{1 + Y_2}$$

Par conséquent, le module et la phase du coefficient de réflexion au point $x = 0$ se déduisent des parties réelles et imaginaires de $R(0)$:

$$(4.37) \quad \text{Re}[R(0)] = \frac{1 - [\text{Re}(Y_2)]^2 - [\text{Im}(Y_2)]^2}{[1 + \text{Re}(Y_2)]^2 + [\text{Im}(Y_2)]^2}$$

$$(4.38) \quad \text{Im}[R(0)] = \frac{-2\text{Im}(Y_2)}{[1 + \text{Re}(Y_2)]^2 + [\text{Im}(Y_2)]^2}$$

et s'écrivent :

$$(4.39) \quad |R| = \left[[\text{Re}(R(0))]^2 + [\text{Im}(R(0))]^2 \right]^{1/2}$$

$$(4.40) \quad \text{tg} \varphi = - \frac{\text{Im}[R(0)]}{\text{Re}[R(0)]}$$

En un point d'abscisse quelconque x on a :

$$\tilde{p}(x,t) = \text{Re} [(B_i e^{-ikx} + B_r e^{ikx}) e^{i\omega t}]$$

soit

$$(4.41) \quad R(x) = \frac{B_r e^{ikx}}{B_i e^{-ikx}} = R(0) e^{2ikx}$$

Notons que les parties réelle et imaginaire de l'admittance Y_2 sont déterminées à partir de la relation (4.28), utilisant les parties réelle et imaginaire de la fonction de transfert H_{12} . Ce qui veut dire que la seule connaissance de la fonction de transfert entre les deux points de mesure suffit à déterminer le coefficient de réflexion pour la fréquence considérée.

4.3.3. Approximation du gradient de pression par différence finie :

Pour des fluctuations se propageant dans un écoulement sans perte de charge et de faible nombre de Mach dans un fluide élastique, l'équation de quantité de mouvement (1.18) se réduit à l'équation d'Euler :

$$(4.42) \quad \frac{\partial \tilde{V}}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} = 0$$

Il en résulte que la vitesse peut être exprimée par la primitive du gradient de pression :

$$(4.43) \quad \tilde{V}(x,t) = -\frac{1}{\rho} \int \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} dt$$

Le gradient de pression en un point M peut être évalué approximativement à partir de la différence des pressions en deux points à la distance L de part et d'autre du point M :

$$(4.44) \quad \left(\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} \right)_M \approx \frac{\tilde{p}_2 - \tilde{p}_1}{L}$$

$$(4.45) \quad \tilde{I}_M \approx \frac{\tilde{I}_1 + \tilde{I}_2}{2}$$

En utilisant les transformées de Fourier de P_2 et de P_1 on exprime le spectre de l'intensité en fonction de l'interspectre de P_1 et P_2 (P_1 et P_2 sont les transformées de Fourier de p_1 et p_2).

$$(4.46) \quad I_x(\omega) = - \frac{J_m [G_{12}]}{c k L} ; \quad kL \ll 1$$

où $J_m [G_{12}]$ est la partie imaginaire de l'interspectre de P_1 et P_2 .

L'estimation de l'intensité à partir de ces approximations peut conduire à un certain nombre d'erreurs selon les configurations de mesure. Il importe donc de bien connaître leur nature et leur importance pour être guidé dans la conduite des mesures et estimer la précision des résultats.

4.3.4. Limitations aux différentes techniques

Limitation en hautes fréquences :

L'utilisation de la technique des deux capteurs impose des limites dans la gamme d'analyse en fréquence du système de mesure.

L'erreur systématique principale est liée à l'approximation du gradient de pression par une différence finie. Cette erreur est plus importante pour les courtes longueurs d'onde donc à haute fréquence. Plusieurs auteurs (références [34] et [35]) l'ont déjà exprimée et, dans le cas d'une onde plane, on obtient :

$$(4.47) \quad \frac{I_{mes}}{I_{vrai}} = \frac{\sin(kL)}{kL}$$

S'il existe un angle d'incidence (α) entre l'orientation des capteurs et la direction de propagation de l'onde, l'erreur d'approximation (4.47) devient alors :

$$(4.48) \quad \frac{I_{mes}}{I_{vrai}} = \frac{\sin(kL \cos \alpha)}{kL \cos \alpha}$$

La relation (4.47) montre que l'erreur est plus importante en hautes fréquences et pour des plus grandes valeurs de l'entraxe L. L'exemple étudié par Gade [36] dans le cas de l'air (figure 4.4) le montre clairement.

La figure (4.3) montre que l'approximation par différence finie se comporte comme un filtre passe-bas. La limite d'utilisation de cette technique peut donc se définir à partir de la relation (4.48) comme une fréquence de coupure théorique f_T à -3dB dans le cas le plus défavorable où $\cos\alpha = 1$.

Dans le cas d'une onde plane, l'approximation peut-être supprimée.

En effet :

$$\begin{aligned} I_{\text{vraie}} &= \frac{I_{\text{mes.}} kL}{\sin kL} \\ &= - \frac{\text{Im}[G_{12}] kL}{\rho c kL \sin kL} \end{aligned}$$

ce qui nous donne :

$$(4.49) \quad I_V = - \frac{\text{Im}[G_{12}]}{\rho c \sin kL}$$

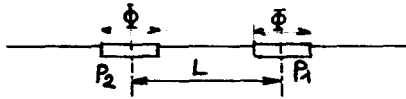
Nous venons de voir donc, que dans le cas d'une onde plane en conduite la technique des deux capteurs peut être utilisée sans approximation du gradient de pression, ce qui lève toute restriction sur KL. Mais, dans la définition du coefficient de réflexion, apparaissent des fréquences singulières par nature (fréquences annulant le dénominateur) qui sont données par :

$$(4.50) \quad f_n L = \frac{n c}{2} \quad (n : \text{entier naturel})$$

autour de ces fréquences f_n , les valeurs du coefficient de réflexion sont entachées d'erreur. En général le domaine fréquentiel est limité à $f < f_1$ pour un écartement donné L entre les capteurs.

Ecartement minimum entre capteurs :

Pour pouvoir analyser les signaux des capteurs P1 et P2 en tant que signaux distincts il faut que les surfaces d'intégration des capteurs ne soient pas confondues.



un minimum est d'avoir $L > \phi$, mais plus les échantillons sont distincts, meilleure est la précision.

Lorsque le bruit de fond est important par rapport au signal, un ordre de grandeur de l'écartement minimum à prendre en fonction de la fréquence est d'après la référence [37] :

$$L \geq \frac{c}{20f}$$

ou alors :

$$\frac{L}{\lambda} \geq \frac{1}{20}$$

(λ : longueur d'onde)

Pseudo-bruit

Le pseudo-bruit est la part de l'agitation turbulente qui ne se propage pas (référence [38]). Cette part peut-être importante aux noeuds de pression, ce qui est un des facteurs d'erreur sur les mesures.

De façon générale, le pseudo-bruit existe sur l'ensemble du spectre et les signaux recueillis sur chaque capteur sont la somme de la pression acoustique et de fluctuations turbulentes non propagatives :

$$\tilde{p}_i = \tilde{p}_{ai} + \tilde{t}_i$$

L'estimation de l'interspectre P1P2* s'exprime par :

$$P_1 P_2^* = (P_{a1} + P_{t1})(P_{a2} + P_{t2})^*$$

$$P_1 P_2^* = P_{a1} P_{a2}^* + P_{a1} P_{t2}^* + P_{a2} P_{t1} + P_{t1} P_{t2}^*$$

Si les fluctuations turbulentes recueillies par les capteurs 1 et 2 sont décorréllées, la fonction de transfert calculée sera correcte.

Mais s'il existe une certaine corrélation entre P_{t1} et P_{t2} le dernier terme de l'expression ci-dessus ne sera pas nul. Il s'agit donc d'éloigner les capteurs l'un de l'autre d'une distance supérieure à la longueur de corrélation choisie :

Pour un écoulement turbulent développé en conduite on peut estimer que la vitesse V_c est du même ordre que la vitesse de l'écoulement U_0 et la longueur de corrélation est définie par :

$$\lambda_c = \frac{U_0}{f} = 2L$$

ce qui nous donne : $fL > \frac{U_0}{2}$

Limitation en basses fréquences :

Les erreurs en basses fréquences sont dues au fait que la distance entre les capteurs est faible devant la longueur d'onde. Dans ces conditions le gradient de pression est faible. Il a été montré (référence [39]) que le déphasage relatif entre les deux voies produit des distorsions importantes qui se manifestent en particulier par une différence de sensibilité absolue pour deux directions opposées l'onde incidente.

Dans les basses fréquences où la différence de phase entre les capteurs due à l'onde propagative devient très faible, un déphasage minime va provoquer une erreur relative importante qui peut aller jusqu'à l'inversion du sens de l'intensité mesurée. Cette extrême sensibilité impose en pratique une limitation de l'utilisation de cette technique vers les basses fréquences qui n'est pas due directement au principe de l'approximation par différence finie.

Il est donc de première importance de corriger les déphasages instrumentaux (circuits électroniques, capteurs...).

Il existe deux possibilités pour corriger l'erreur de phase relative entre les deux voies de mesure : réaliser une double mesure pour chaque point ou bien déterminer une fonction de transfert pour corriger les interspectres mesurés.

La méthode de la double mesure est décrite par Chung (référence [40]) et a pour but de dissocier la phase produite par la propagation de l'onde de l'erreur de phase instrumentale en effectuant une seconde mesure en inversant le sens des capteurs le signe relatif des déphasages d'origines différentes se trouve modifié. La confrontation des deux mesures permet d'extraire l'information utile. Cette méthode possède l'inconvénient majeur de doubler les mesures mais ne nécessite pas au préalable l'utilisation de procédure d'étalonnage.

La méthode de la fonction de transfert, décrite par Pascal (référence [39]), utilise le même principe : les capteurs sont inversés dans un champ acoustique pour éliminer la phase due à la propagation et ne conserver que l'erreur de phase qui constitue ainsi la fonction de transfert pour corriger les interspectres.

Les figures 4.5 (a, b) nous montrent l'évolution de l'erreur ($L_I = 10 \log \left(\frac{\sin(kl + \varphi)}{kl} \right)$) pour différents entraxes L , pour un déphasage de $0,3^\circ$ et bien entendu toujours dans le cas de l'air.

Erreurs dues au bruit de fond :

Le bruit de fond, dû en particulier au bruit réverbéré provenant de la source, est une gêne considérable pour la mesure.

L'utilisation de l'intercorrélacion avec la méthode d'intensimétrie à deux capteurs améliore notablement le rapport signal/bruit ; la présence de sources secondaires non corrélées avec la source primaire altère la mesure, mais peut être contrôlée par la fonction de corrélation (référence [41]).

Erreurs statistiques

Les sources de bruit que l'on étudie généralement sont aléatoires et l'intensité mesurée présente alors des fluctuations que l'on peut caractériser par leur variance. Or la mesure est faite sur un temps nécessairement court comprenant un nombre réduit de périodes surtout à basses fréquences.

La variance de l'estimation de l'intensité est donnée par :

$$\frac{\text{Var}[I]}{I^2} = \frac{1}{2BT} \left[\left(\frac{1}{\gamma_{21}^2} + 1 \right) + \cot^2 \varphi_{21} \left(\frac{1}{\gamma_{21}^2} - 1 \right) \right]$$

φ_{21} : déphasage de la voie 1 par rapport à la voie 2

γ_{21} : fonction de cohérence

Δf : largeur du filtre équivalent

T : temps total d'analyse

spectre F.T.T. avec fenêtre rectangulaire : $NT = n$, nombre d'échantillons moyennés.

et dépend donc de la cohérence.

Quand la cohérence $\gamma_{\Delta f}^2 = 1$ on aboutit à une variance inversement proportionnelle au nombre d'échantillons ($1/\sigma^2 = 1/n$) prélevés pendant la durée de la mesure. On a donc intérêt à augmenter le nombre d'échantillons lorsque cela est possible, pour réduire les erreurs statistiques.

5. ETUDE EXPERIMENTALE DU BRUIT HYDRAULIQUE DES POMPES CENTRIFUGES

5.1. BOUCLE D'ESSAIS DE POMPES

5.1.1. Description

Objectifs :

La boucle "SESAME" (figure 5.1) est destinée à l'étude du comportement des pompes sous l'aspect plus particulier de la discrétion hydroacoustique et vibratoire.

Outre les mesures classiques des performances de pompes (normes françaises NF X 10.500 à 502) l'installation a été prévue pour les essais suivants :

- relevé des fluctuations de pression produites par une pompe dans un circuit simple et de l'énergie de ces fluctuations.
- qualification des pompes en terme d'émission d'énergie hydroacoustique propagative indépendamment du circuit.
- détermination de la matrice de transfert d'une pompe en régime pulsé stationnaire.

Description des particularités en vue de la mesure des phénomènes fluctuants.

Afin de s'affranchir des effets d'interaction machine-circuit, il est utile de placer la machine dans un circuit dont on sait modéliser la zone expérimentale. Le traitement des mesures s'appuie sur le modèle théorique pour restituer l'information utile. Dans ce but, des conduites droites de grandes longueurs (respectivement 6m et 5m) sont placées entre l'aspiration et le refoulement de la pompe et des réservoirs de grandes dimensions ayant pour rôle d'isoler la zone d'essais des autres sources hydroacoustiques du circuit (vannes, singularité).

Un système d'excitation par piston permet de générer des fluctuations de l'écoulement en vue de la détermination des matrices de transfert des pompes.

La qualité de l'eau (présence de gaz dissous, cavitation) influence sensiblement la célérité du son dans la boucle. Un système de régulation permet de maintenir la température de l'eau du circuit, d'une capacité de $10m^3$ environ, à une valeur comprise entre 25 et 60 °C.

La teneur en gaz dissous sera contrôlée. Un système d'injection de gorges de cavitation permettra de maintenir une teneur de 0,5 à 5 g/m³. Cette teneur sera mesurée par comptage du nombre d'impacts produits par les implosions de bulles de vapeur dans un micro Venturi (système NEYRTEC). Afin d'éviter la cavitation dans les vannes de dissipation de l'énergie produite par la pompe, la détente est étagée entre trois vannes en série (type MONOVAR) dans deux circuits (ϕ 100 et ϕ 250 mm) utilisés alternativement en fonction du débit qui varia de 3 à 600 m³/h (pour une précision de mesure meilleure que 0,5 %). Les pressions maximales à l'aspiration et au refoulement de la pompe sont respectivement de 7 et 15 bar absolu.

Le N.P.S.M. disponible à la bride d'entrée de la pompe est réglable entre 0,15 et 50 m environ.

5.1.2. Chaîne de mesure des fluctuations de pression.

La chaîne de mesure utilisée pour la mesure des fluctuations de pression est composée de :

- 12 capteurs de pression piézoélectriques du type KISTLER 701. A monter à membranes affleurantes le long des conduites d'aspiration et de refoulement. Leur emplacement est décrit par la figure (5.2).

- 2 amplificateurs de charge du type KISTLER 5007

- Un oscilloscope 4 voies

- Un analyseur à transformée de Fourier rapide (F.F.T) à deux voies (type B & K 2032).

- Un calculateur H.P. 36 équipé d'une table traçante

- Une cellule photoélectrique reliée à une unité de déclenchement de stroboscope (B & K 4413), montée sur l'arbre de rotation de la pompe.

5.1.3. Dispositif d'atténuation du caractère fortement réverbérant du circuit d'essai.

Les conduites rigides de sections constantes débouchent directement dans les réservoirs que l'on peut considérer comme des milieux infinis. Cette condition limite correspond à un coefficient de réflexion égal à 1 en module (les résultats expérimentaux justifieront la validité de cette hypothèse).

Pour obtenir des mesures convenables de l'intensité hydraulique, nous avons été amenés à réduire le caractère réverbérant de l'installation en utilisant des conduites visco-élastiques dont la paroi est suffisamment souple (référence [42]). La grande flexibilité de la paroi nécessaire ne permet pas d'utiliser directement cette solution à la sortie de la pompe (à cause de la valeur élevée de la pression moyenne) et à l'entrée de celle-ci (à cause de la dépression). Ce problème a été résolu en installant la conduite d'acier et une conduite visco-élastique de même diamètre en série, la conduite souple étant placée à l'intérieur de chacun des réservoirs ; ainsi la différence de pression de part et d'autre de la paroi de cette conduite est négligeable.

Remarque :

Par convention on appelle configuration :

- * (0-0) : la configuration d'origine sans conduites visco-élastiques.
- * (0-5) : la configuration avec un tuyau en P.V.C de 5m de long, placé dans le réservoir de refoulement (et rien à l'aspiration).
- * (0-10) : La configuration avec un tuyau en P.V.C de 10 m de long au refoulement (et toujours rien à l'aspiration).
- * (10-10) : La configuration avec deux tuyaux en P.V.C de 10 m de long, placés l'un au refoulement et l'autre à l'aspiration.

5.2. Conditions d'essais

Au courant du mois d'Août 1987, une campagne d'essais sur la boucle "SESAME" a été organisée par un groupe de travail de la S.H.F. (Société Hydrotechnique de France) qui est composé des équipes suivantes :

- BERTIN
- CETIM (Senlis)
- EDF/DER (Clamart)
- ENSAM (Lille)

Cette campagne avait pour objectifs de faire un bilan des méthodes de mesure de flux vibro-acoustique dans les canalisations de fluide et tester des méthodes de mesure sur site industriel ou sur banc d'essai qui déboucheraient sur un code de réception des pompes.

Nous avons saisi cette opportunité pour comparer nos résultats à ceux des équipes du CETIM et de la direction des études et recherches de l'E.D.F.

D'autre part, l'équipe BERTIN a abordé l'étude des phénomènes propagatifs dans le circuit en mettant en oeuvre la technique des interférences partielles.

5.2.1. Définition des régimes

Tous les essais ont été effectués avec la même pompe opérant à vitesse et débit constants.

Les régimes qui ont été définis par les équipes sont donnés dans le tableau suivant (T.5.1.) et sur la figure (5.3) donnant la hauteur en fonction du débit.

Régimes	Vitesse de rotation N : tr/min	Débit Q _v : (m ³ /h)
E1	1600	70
E2	2200	94
E3	990	43

TABLEAU (T.5.1)

5.2.2 Fréquences caractéristiques de la pompe

Les figures 5.4 (a,b) à 5.9 (a,b) représentent les spectres des fluctuations de pression relevés à l'aspiration (capteur 5) et au refoulement (capteur 7) de la pompe pour les trois régimes étudiés avec :

- (a) résultats obtenus avec la configuration (0-0)
- (b) résultats obtenus avec la configuration (10-10)

Côté aspiration :

Dans les deux cas (a et b), seule la raie correspondant à la fréquence de rotation prédomine.

Pour le régime E3 (N = 990 tr/min ; Q_v = 43 m³/h) le niveau des fluctuations est très faible par rapport aux régimes E1 et E2 et on constate l'émergence de la raie correspondant à 50 Hz (raie que l'on peut attribuer au réseau électrique).

28:3 refoulement :

On constate l'apparition des harmoniques de la fréquence de rotation, la plus dominante est celle qui correspond à la fréquence de passage des aubages ($9f_0$).

Pour le régime E3, on retrouve toujours un niveau de fluctuations faible par rapport aux régimes E1 et E2. La raie correspondant à 50 Hz subsiste toujours et le fait que la fréquence de passage des aubages (150 Hz) coïncide avec un multiple de 50 Hz amplifie celle-ci.

Les principales raies observées sur les spectres de pression à l'aspiration et au refoulement sont récapitulées dans le tableau (T.5.2) pour les deux configurations.

circuits	ASPIRATION	REFOULEMENT
régimes		
E1 (N = 1600 tr/min, Q _v = 70 m ³ /h)	f ₀ = 27 Hz	f ₀ , 2f ₀ , 4f ₀ , 9f ₀
E2 (N = 2200 tr/min, Q _v = 94 m ³ /h)	f ₀ = 37 Hz	f ₀ , 2f ₀ , 3f ₀ , 4f ₀ , 9f ₀
E3 (N = 990 tr/min Q _v = 43 m ³ /h)	f ₀ = 15 Hz, 50 Hz	f ₀ , 50 Hz, 9f ₀

TABLEAU T.5.2.

f₀ étant la fréquence de rotation de la pompe.

5.3 Validité du modèle d'ondes planes

Avant d'effectuer les mesures intensimétriques, nous allons procéder à une vérification expérimentale des hypothèses de propagation en ondes planes.

5.3.1. Acquisition des données

La méthode mise en oeuvre est celle qui consiste à reconstituer l'onde de pression se propageant dans la conduite par identification à un modèle d'onde plane. Le principe de cette méthode est décrit au chapitre IV.

Mais avant d'appliquer cette méthode nous avons voulu vérifier la planéité des ondes en installant deux capteurs (6 et 10) montés face à face du côté refoulement près de la pompe. Le déphasage mesuré n'excède pas deux degrés pour les plages de bonne cohérence (figure 5.10 (a,b)).

Procédure utilisée sur chaque capteur

On effectue une moyenne synchrone sur 100 échantillons pour obtenir une évolution de la pression en fonction du temps (figure 5.11 (a)). Le signal de déclenchement est le signal lié à la rotation de la machine (1 ton par tour) sur un peu plus d'une période (figure 5.11 (b)) (la période étant le temps correspondant à un tour de roue) ceci est obtenu sur l'analyseur (B & K 2032) piloté par le calculateur avec lequel on décompose le signal en série de Fourier sur les harmoniques retenues. Le choix de ces dernières est guidé par une observation des spectres de puissance de $p(t)$ effectué sur le même analyseur.

5.3.2. Exploitation des mesures :

Il s'agit de rechercher, pour chaque harmonique retenue, les valeurs des coefficients $B_i(f)$ et $B_r(f)$ qui conduisent à une meilleure identification des coefficients de Fourier $a_n(x_i)$ et $b_n(x_i)$ du signal mesuré par la loi de propagation théorique.

5.3.3. Analyse des résultats

Résultats obtenus avec la configuration (0-0)

Devant la quantité importante des courbes obtenues pour les trois régimes étudiés, qui nous met dans l'impossibilité de les représenter dans leurs totalité, nous avons dû nous limiter aux courbes relatives aux régimes E1 à la fréquence de rotation et à celle de passage des aubages.

Les courbes obtenues par adaptation du modèle théorique sur les points expérimentaux sont données, à l'aspiration, par les figures 5.12 (a,b,c,d) pour la fréquence de rotation et, au refoulement, par les figures 5.13 (a,b,c,d) et 5.14 (a,b,c,d) respectivement aux fréquences de rotation et de passage des aubages :

- (a,b) : correspondent aux représentations parties réelles et imaginaires.
- (c,d) : correspondent aux représentations amplitudes et phases.

On constate, qu'en s'appuyant sur le modèle théorique, on arrive à une bonne représentation des mesures, ce qui rend donc, plausibles les hypothèses faites au chapitre 1 concernant le modèle d'ondes planes.

L'écart important entre les valeurs minimales et maximales de l'amplitude des fluctuations de pression met en évidence le caractère fortement réverbérant du circuit (coefficient de réflexion élevé dans les conduites). Ces figures nous confirment également que l'amplitude des fluctuations dépend du point de mesure et ne suffit donc pas pour caractériser la pompe en tant que source de fluctuations.

Effet du dispositif d'atténuation du caractère réverbérant du circuit (configuration 10-10)

Pour montrer l'effet du dispositif utilisé nous avons superposé dans les figures 5.15 et 5.16 (a,b) les amplitudes des fluctuations de pression (identifiées au modèle d'ondes planes) relevées à l'aspiration et au refoulement de la pompe avant et après modification. On constate, en effet, qu'en ajoutant des conduites viscoélastiques dans les réservoirs, on arrive à une atténuation des ondes dans le circuit [43].

5.4. Coefficient de réflexion

Pour déterminer le coefficient de réflexion sur toute la gamme d'analyse, on utilise les fonctions de transfert obtenues par la technique de deux capteurs décrite au chapitre IV.

Nous avons ramené le coefficient de réflexion à l'abscisse du capteur central (abscisses du capteur 3 à l'aspiration et du capteur 7 au refoulement).

Les signaux délivrés par les deux capteurs sont analysés en fréquence dans la gamme 0-800 Hz, sur des enregistrements moyennés sur 100 échantillons par l'analyseur.

Les principales fonctions transférées vers le calculateur sont :

- les parties réelles et imaginaires des fonctions de transfert
- les fonctions de cohérence
- les spectres de puissance relevés aux capteurs 3 et 7
- la partie imaginaire de l'interspectre (pour le calcul de l'intensité acoustique).

L'utilisation de la méthode de Margolis (décrite au chapitre 3) permet de déterminer expérimentalement la célérité des ondes dans les conduites.

La figure 5.17 nous montre le diagramme de nos résultats comparés à ceux obtenus par l'équipe E.D.F/D.E.R de la S.H.F. lors de la campagne d'août 1987.

5.4.1. Résultats obtenus avec la configuration (0-0)

Les résultats que nous allons présenter dans ce paragraphe sont ceux obtenus par les équipes de la S.H.F lors de la campagne d'essais du mois d'Août 1987.

Les coefficients de réflexion (amplitudes et phase) obtenus par ces équipes sont représentés :

- à l'aspiration, par les figures 5.18 (a,b,c) à 5.20 (a,b,c)
- au refoulement, par les figures 5.21 (a,b,c) à 5.23 (a,b,c)

avec en : (a) : nos résultats (E.N.S.A.M. Lille)
(b) : les résultats de l'équipe EDF/DER
(c) : les résultats de l'équipe du C.E.T.I.M.

Les équipes de E.D.F/D.E.R et du CETIM utilisent la technique des deux capteurs, mais nous ne sommes pas en mesure de donner les traitements qui sont utilisés pour obtenir ces résultats.

On constate aussi que la phase évolue linéairement avec la fréquence. Enfin notons la bonne concordance des résultats obtenus par les 3 équipes.

5.4.2 Effet du dispositif d'atténuation du caractère réverbérant

Les figures 5.24 (a,b,c) représentent les amplitudes des coefficients de réflexion obtenus au refoulement (régime E1) pour trois configurations différentes où :

- la figure 5.24 (a) correspond au cas initial (0-0) (conduite en acier débouchant directement dans le réservoir). On constate que l'amplitude du coefficient de réflexion resta constante et égale à 1 sur la gamme 0-500 Hz.

- la figure 5.24 (b) correspond à la configuration (0-5) (conduite de refoulement munie d'une conduite visco-élastique de longueur 5 m). L'amplitude du coefficient de réflexion est réduite de 1 à 0,6 pour les fréquences supérieures à 50 Hz. On peut, par contre, constater la faible efficacité du dispositif aux très basses fréquences.

- la figure 5.24 (c) correspond à la configuration (0-10) (conduite de refoulement munie d'une conduite visco-élastique de longueur 10r). Outre la réduction du coefficient de réflexion de 1 à 0,5 pour les fréquences supérieures à 50 Hz, on constate une légère amélioration aux basses fréquences.

Nous avons également montré dans les figures 5.25 (a,b) et 5.26 (a,b) les amplitudes et les phases du coefficient de réflexion relevées à l'aspiration (a) et au refoulement (b) pour la configuration (10-10) au régime El.

5.5 Puissance hydroacoustique

Dans le cadre des applications aux circuits de pompes, nous avons montré (référence [41]) que l'intensité hydroacoustique :

$$I = \overline{p\dot{V}}$$

peut-être aussi exprimée à l'aide des constantes $B_i(f)$ et $B_r(f)$ de l'équation (4.1).

$$(5.1) \quad I = \frac{1}{\rho c} (\|B_i\|^2 - \|B_r\|^2)$$

L'intensité hydraulique, pour autant que les hypothèses du modèle d'ondes planes soient vérifiées, est indépendante de l'abscisse de la section de mesure le long de la conduite et permet donc une comparaison directe avec des mesures.

La puissance hydroacoustique est obtenue en multipliant l'intensité hydraulique I par la section S de la conduite considérée.

$$P = I \times S$$

et la puissance totale est donnée par :

$$(5.2) \quad P_t = I_{asp} \times S_{asp} + I_{ref} \times S_{ref}$$

5.5.1. Influence du coefficient de réflexion sur la mesure de l'intensité hydraulique.

La relation (5.1) nous montre que, quand les amplitudes des constantes $B_i(f)$ et $B_r(f)$ deviennent identiques (coefficient de réflexion voisin de l'unité), l'intensité hydraulique tend vers une valeur nulle.

L'erreur relative $\Delta I/I$ s'écrit d'après (5.2)

$$(5.3) \quad \frac{\Delta I}{I} = \frac{2 \Delta B_1 \|B_1\| + 2 \Delta B_2 \|B_2\|}{\|B_1\|^2 - \|B_2\|^2}$$

En tenant compte de la définition du coefficient de réflexion ($\|R\| = \|B_2\|/\|B_1\|$) et en supposant que l'erreur relative commise sur $\|B_1\|$ est du même ordre de grandeur que celle commise sur $\|B_2\|$, on arrive à l'expression suivante :

$$(5.4) \quad \frac{\Delta I}{I} = \frac{2 \Delta B_1}{\|B_1\|} \left(\frac{1 + \|R\|^2}{1 - \|R\|^2} \right)$$

ou encore en posant $\frac{\Delta I}{I} = \epsilon_I$ et $\frac{\Delta B_1}{\|B_1\|} = \epsilon_{B_1}$
on obtient :

$$(5.5) \quad \frac{\epsilon_I}{\epsilon_{B_1}} = 2 \left(\frac{1 + \|R\|^2}{1 - \|R\|^2} \right)$$

5.5.2 Résultats expérimentaux

Les tableaux 1, 2 et 3 donnent les valeurs des amplitudes des spectres de puissances des fluctuations de pression, les intensités hydrauliques mesurées à l'aspiration et au refoulement d'une pompe centrifuge ainsi que la puissance hydroacoustique totale pour 3 points de fonctionnement en similitude d'une machine (E1, E2, E3) dans les configurations (0-0), (0-5), (0-10) et (10-10).

Configuration (0-0)

Les intensités mesurées à la fréquence de rotation f_0 et à la fréquence de passage des aubages f_2 sont dans certains cas négatives, indiquant la propagation d'un flux d'énergie dans le sens des réservoirs vers la pompe ce qui n'est pas satisfaisant.

Les résultats obtenus lors des précédents essais (mesures du coefficient de réflexion) indiquaient que le circuit présentait un caractère fortement réverbérant ce qui se traduit par des écarts importants des amplitudes de fluctuations de pression le long des conduites (l'amplitude du coefficient de réflexion est voisine de l'unité).

Quand le taux de réflexion tend vers l'unité les amplitudes des constantes B_i et B_r tendent vers la même valeur et des fluctuations de pression peuvent correspondre à une intensité nulle (ou quasiment nulle) même si elles sont de grandes amplitudes. Dans ces conditions la précision de mesure de l'intensité devient très mauvaise (figure 5.27).

Effet du dispositif d'atténuation

Dans l'ensemble les résultats sont plus satisfaisants hormi quelques valeurs négatives de l'intensité qui correspondent aux basses fréquences où l'efficacité du dispositif reste à améliorer.

Nous avons donné également dans les tableaux 1, 2 et 3 les écarts en dB entre les valeurs maximales et minimales des spectres de puissance et des puissance hydroacoustiques totales (Ecart = $10 \log (P_{max} / P_{min})$) [44].

Nous constatons que, pour chaque régime de fonctionnement et pour chacune des fréquences étudiées, les écarts entre les différentes mesures sont beaucoup plus faibles sur la puissance hydro-acoustique totale que sur les amplitudes des fluctuations de pression (le cas (0-0) n'est pas pris en compte).

Si on prend comme exemple le régime E1, où toutes les valeurs des intensités sont positives, des écarts de 8,6 dB et 9,8 dB sont relevés à l'aspiration et au refoulement de la pompe pour les amplitudes des spectres de puissance des fluctuations de pression à la fréquence de passage des aubages alors que l'écart entre les différentes valeurs mesurées de la puissance hydro-acoustique totale ne dépasse pas 2,8 dB.

asp. Ø 125 mm	CAS	SPECTRE DE PUISSANCE (μbar) ²		INTENSITE HYDRAULIQUE (W/m ²)		PUISSANCE HYDRO- ACOUSTI. (W)
		asp.	ref.	asp.	ref.	
ref. Ø 80 mm	0-0	388	134	0,672	-0,236	0,71 10 ⁻²
	0-5	258	195	1,15	0,721	1,78 10 ⁻²
	0-10	550	246	1,18	0,89	1,90 10 ⁻²
	écart	3,3 dB	1,0 dB			0,3 dB
fréquence de rotation 26,7 Hz	0-0	0,18	116	0,0024	0,055	3,06 10 ⁻⁴
	0-5	1,66	48	0,0006	0,432	2,18 10 ⁻³
	0-10	0,48	6,02	0,0058	0,52	2,69 10 ⁻³
	10-10	0,23	58,1	0,00015	0,51	2,57 10 ⁻³
	écart	8,6 dB	9,8 dB			0,9 dB
fréquence de passage des aubes 240 Hz	0-0	0,18	116	0,0024	0,055	3,06 10 ⁻⁴
	0-5	1,66	48	0,0006	0,432	2,18 10 ⁻³
	0-10	0,48	6,02	0,0058	0,52	2,69 10 ⁻³
	10-10	0,23	58,1	0,00015	0,51	2,57 10 ⁻³
	écart	8,6 dB	9,8 dB			0,9 dB

TABLEAU 1 : Régime E1 - Résultats d'essais.

asp. ∅ 125 mm	cas	SPECTRE DE PUISSANCE (μ bar) ²		INTENSITE HYDRAULIQUE (W/m ²)		PUISSANCE HYDRO- ACOUSTI. (W)
		asp.	ref.	asp.	ref.	
ref. ∅ 80 mm	0 - 0	436	112	0,342	-0,615	0,11 10 ⁻²
	0 - 5	868	209	1,47	2,4	3,01 10 ⁻²
	0 - 10	835	88,7	1,9	0,73	2,70 10 ⁻²
	10 - 10	378	56,4	4,18	-0,1	5,08 10 ⁻²
	écart	3,6 dB	5,7 dB			2,7 dB
passage des aubes	0 - 0	10,8	161		-0,01	
	0 - 5	4,41	74,8	-0,012	0,37	1,85 10 ⁻³
	0 - 10	4,43	86,2	0,007	0,48	2,50 10 ⁻³
	10 - 10	1,16	17,1	0,008	0,54	2,81 10 ⁻³
	écart	5,8 dB	7,0 dB			1,8 dB

BLEAU 2 : Régime E2 - Résultats d'essais.

asp. ∅ 125 mm	cas	SPECTRE DE PUISSANCE (μbar) ²		INTENSITE HYDRAULIQUE (W/m ²)		PUISSANCE HYDRO- ACOUSTI. (W)
		asp.	ref.	asp.	ref.	
ref. ∅ 80 mm	0 - 0	2,01	0,81	0,006	-0,008	$0,33 \times 10^{-4}$
	0 - 5	2,45	0,55		-0,048	
	0 - 10	4,15	1,52	0,076	0,0028	$9,46 \times 10^{-4}$
	10 - 10	0,99	0,94	0,029	0,0132	$4,2 \times 10^{-4}$
	écart	6,22 dB	4,4 dB			3,5 dB
frequence de rotation 17 Hz	0 - 0	0,056	6,7	-0,0002	0,00049	9×10^{-9}
	0 - 5	0,107	9,27		0,0177	
	0 - 10	0,07	10,2	-0,0009	0,017	$0,74 \times 10^{-4}$
	10 - 10	0,58	8,16	0,0014	0,0161	$0,98 \times 10^{-4}$
	écart	9,1 dB	0,97 dB			1,2 dB
frequence de passage des aubes 150 Hz	0 - 0	2,01	0,81	0,006	-0,008	$0,33 \times 10^{-4}$
	0 - 5	2,45	0,55		-0,048	
	0 - 10	4,15	1,52	0,076	0,0028	$9,46 \times 10^{-4}$
	10 - 10	0,99	0,94	0,029	0,0132	$4,2 \times 10^{-4}$
	écart	6,22 dB	4,4 dB			3,5 dB

TABLEAU 3 : Régime E3 -

CONCLUSION GENERALE

Le travail présenté ici concerne la mise en oeuvre d'une technique expérimentale fondée sur la notion d'intensimétrie hydroacoustique afin de mettre en évidence le bruit hydraulique généré par une pompe ou toute autre singularité hydraulique.

L'étude théorique examine les conditions justifiant le traitement de ces phénomènes par des modèles d'écoulements unidimensionnels non permanents. Une étude originale, utilisant les notions d'exergie et d'énergie, développe de façon détaillée les divers degrés d'approximation qui sont utilisables dans la définition de l'intensité hydroacoustique des fluctuations de pression dans une conduite de section constante en présence d'un écoulement moyen. On montre ainsi que l'expression classique $I = p V$ de l'intensité acoustique peut-être utilisée avec une bonne précision sous réserve que le fluide soit faiblement compressible et que le nombre de Mach soit faible.

Une étude paramétrique montre la nécessité de travailler dans un milieu peu réverbérant pour obtenir une mesure précise de l'intensité hydroacoustique.

L'étude expérimentale proprement dite a été conduite sur la boucle d'essais de pompes centrifuges SESAME. Cette installation permet entre autre de placer la machine à tester au milieu de conduites d'aspiration et de refoulement rectilignes reliées à des réservoirs. Il est donc possible d'installer un grand nombre de capteurs de pression fluctuante dans ces conduites et de limiter au maximum les bruits hydrauliques parasites.

La célérité des ondes dans les conduites est déterminée à l'aide de la technique expérimentale proposée par Margolis et Brown [13] en utilisant la source à étudier comme générateur de bruit. Cette méthode qui nécessite trois capteurs de pression équidistants, repose sur la mesure de la somme des deux fonctions de transfert entre le capteur central et chacun des deux autres et sur l'identification de la partie réelle de cette somme à la courbe théorique en $\cos(kL)$ par une technique de moindres carrés.

Par rapport aux procédures utilisées par ailleurs, nous proposons d'éliminer du traitement les fréquences pour lesquelles d'une part, la cohérence des fonctions de transfert est trop faible et d'autre part, la partie imaginaire de la somme des fonctions de transfert est trop grande. Nous évitons ainsi la prise en compte des effets parasites dus à des niveaux de fluctuations émis par la source trop faibles (bruit introduit par les chaînes de mesure et de traitement) soit à des phénomènes non cohérents avec le modèle d'ondes planes utilisé (vibrations des conduites par exemple). Une étude paramétrique des erreurs de mesure a été réalisée. Une très bonne concordance est constatée entre les résultats ainsi obtenus et les mesures réalisées sur l'installation du laboratoire par d'autres équipes.

La mesure de distributions d'amplitude et de phase des fluctuations de pression est en bonne concordance avec les prédictions déduites du modèle d'onde plane et constitue ainsi une validation de ce modèle. Ces mesures confirment très clairement que le niveau des fluctuations de pression enregistrées dans une section dépend tout autant de la géométrie du circuit et de la position de la section de mesure que de l'intensité de la source génératrice de ces fluctuations. Elles permettent également de vérifier qu'une réduction même modeste du coefficient de réflexion aux extrémités des conduites reliées aux réservoirs permet une mesure satisfaisante de l'intensité hydroacoustique émise par la source étudiée.

La technique que nous proposons pour obtenir ce résultat consiste à prolonger les conduites à l'intérieur même des réservoirs à l'aide de tuyauteries appropriées. Les principaux avantages de la méthode sont un encombrement réduit et l'absence de sollicitation du dispositif par la pression moyenne du circuit. Les premiers essais ont été réalisés à l'aide de conduites souples en P.V.C. de 5 à 10 m de longueur avec lesquelles des coefficients de réflexion de 0,5 à 0,7 ont été obtenus. Un modèle simple montre que la partie imaginaire du module d'élasticité complexe du matériau viscoélastique constituant la paroi de ces conduites est susceptible d'expliquer la dissipation des ondes hydroacoustiques et en partie la réduction du coefficient de réflexion.

Le second a été esquissé dans ce travail à savoir le développement de nœuds anéchoïques fiables et adaptables aux diverses conditions d'encombrement, de pression et de température du circuit.

Enfin, il est très important sur le plan de la technique que la conception des circuits puisse disposer d'outils améliorés. Le premier d'entre eux pourrait être de disposer de logiciels de dimensionnement fiables.

En second lieu la technique expérimentale souève d'intéressantes questions concernant les types de capteurs (dimensions, réponse en fréquence et sensibilité, direction des effets d'accélération) et le traitement de signal (élimination des composantes non propagatives des fluctuations). Dans le même registre, des travaux sont à poursuivre dans le domaine de la mesure directe des fluctuations de même que dans celui des mesures non intrusives utilisant par exemple la mesure des déformations de paroi.

En premier lieu, il serait intéressant que des études systématiques précisent les limites de validité du modèle unidimensionnel (limite supérieure des fréquences : modes non axisymétriques de déformation de parois et rôle des appuis ou des variations de géométrie ; effets tridimensionnels au voisinage des singularités ou de la source à étudier ; à ce titre il convient d'affiner la compréhension des mécanismes de formation des ondes acoustiques à partir des champs d'écoulement perturbés).

Nous ne pouvons achever ce travail sans souhaiter que d'autres points puissent être approfondis.

L'analyse des fluctuations de pression opérées par une pompe centrifuge montre que la puissance hydroacoustique émise dans certains cas constitue l'essentiel et de façon variable consistamment avec la contribution de l'extrémité de la cellule-ci mais que dans les cas extrêmes la puissance hydroacoustique totale reste à peu près constante aux fréquences les plus caractéristiques de la pompe c'est-à-dire la fréquence de rotation (aujourd'hui) et la fréquence de passage des aubes devant les obstacles fixes (bac de volute). Ce résultat semble corroborer l'hypothèse que les sources acoustiques correspondant à ces deux mécanismes sont indépendantes dans une certaine mesure du niveau des fluctuations dans le circuit. Ce point est à vérifier par des expériences complémentaires et n'est sans doute pas généralisable à tous les phénomènes générateurs de bruit dans une pompe bien entendu à tous les types de singularités.

ANNEXE I

Résolution numérique de l'équation : $S = 1/2 (H_{12} + H_{32}) = \cos (\alpha L)$

Utilisation du critère des moindres carrés

Soient $y_i = 1/2 (H_{12} + H_{32})$ les points obtenus expérimentalement qui doivent suivre la loi théorique $\cos (\alpha L)$.

Si on note ϵ_i l'écart entre les valeurs expérimentales y_i et la loi théorique, on aura donc :

$$\epsilon_i = \cos (\alpha f_i) - y_i$$

où f_i ième fréquence

$$\alpha = \frac{2\pi L}{c}$$

c : célérité des ondes à déterminer

On définit une fonctionnelle telle que :

$$F = \sum_{i=1}^n \epsilon_i^2 = \sum_{i=1}^n (\cos(\alpha f_i) - y_i)^2$$

Dans notre cas l'intervalle $[1, n]$ correspond à la gamme de fréquence $[0, f_{\max}]$.

Le critère des moindres carrés consiste à rendre minimale la fonctionnelle F par rapport à α ce qui revient à résoudre l'équation suivante :

$$\frac{\partial F}{\partial \alpha} = 0$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial \alpha} &= \sum_{i=1}^n 2 (\cos(\alpha f_i) - y_i) (-\sin(\alpha f_i)) f_i \\ &= \sum_{i=1}^n -2 f_i \sin(\alpha f_i) \cos(\alpha f_i) + \sum_{i=1}^n 2 f_i y_i \sin(\alpha f_i) \end{aligned}$$

ou alors :

$$\sum_{i=1}^n 2f_i y_i \sin(\alpha f_i) - \sum_{i=1}^n f_i \sin(2\alpha f_i) = 0$$

Pour résoudre cette équation on utilise la méthode de la tangente qui consiste à rechercher la valeur approchée de la solution par itérations successives (figure A.1.1).

On pose :

$$G(\alpha) = \sum_{i=1}^n 2f_i y_i \sin(\alpha f_i) - \sum_{i=1}^n f_i \sin(2\alpha f_i)$$

$$G'(\alpha) = \sum_{i=1}^n 2f_i^2 y_i \cos(\alpha f_i) - \sum_{i=1}^n 2f_i^2 \cos(2\alpha f_i)$$

Equation de la tangente :

$$G_1 = a\alpha + b$$

$$\left(\frac{dG_1}{d\alpha}\right)_{\alpha_j} = a = G'(\alpha_j)$$

$$G_1(\alpha_j) = G(\alpha_j) = G'(\alpha_j)\alpha_j + b$$

avec $b = G(\alpha_j) - G'(\alpha_j)\alpha_j$

$$G_1(\alpha) = G'(\alpha_j)(\alpha - \alpha_j) + G(\alpha_j)$$

$$G_1(\alpha_{j+1}) = 0 = G'(\alpha_j)(\alpha_{j+1} - \alpha_j) + G(\alpha_j)$$

ce qui nous donne :

$$\alpha_{j+1} - \alpha_j = - \frac{G(\alpha_j)}{G'(\alpha_j)}$$

ou alors

$$\alpha_{j+1} = \alpha_j - \frac{G(\alpha_j)}{G'(\alpha_j)}$$

Il s'agit de se donner une valeur α_j approchée puis une erreur $\Delta\alpha_j$ et déterminer ensuite α_{j+1} , tel que $|\alpha_{j+1} - \alpha_j| < \Delta\alpha_j$

Un programme de calcul, qui permet de déterminer la célérité à partir des mesures expérimentales, a été réalisé sur le calculateur HP86.

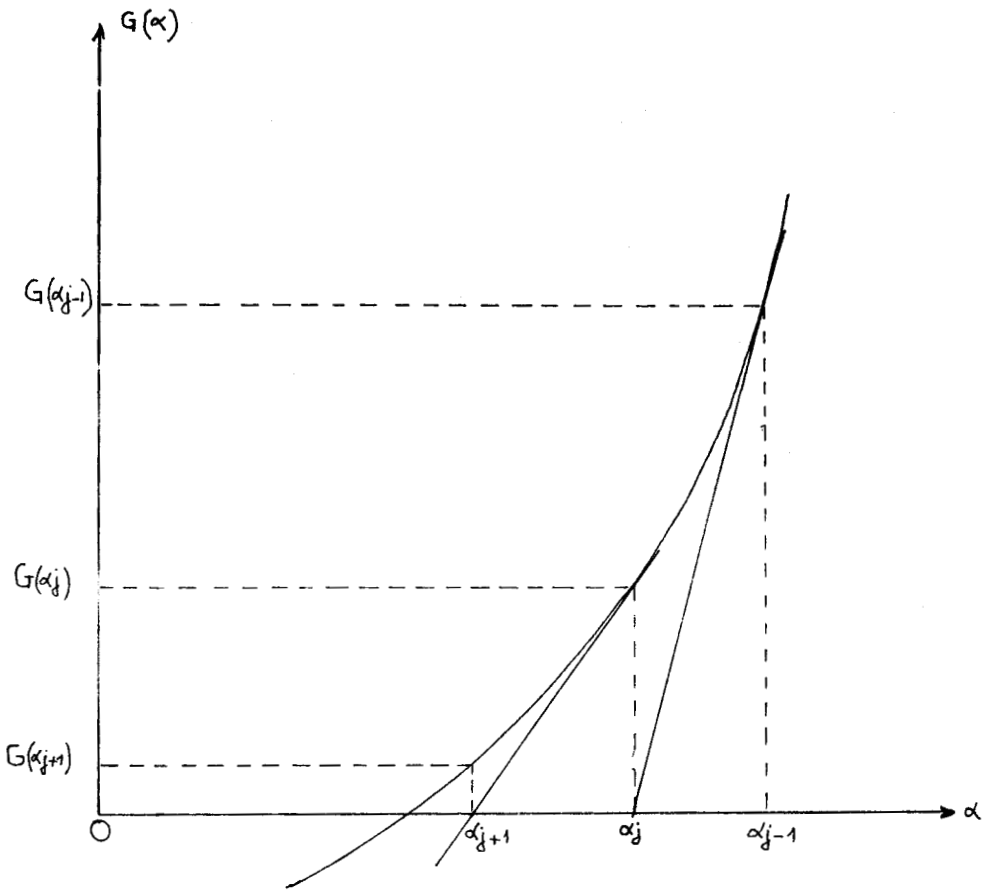


FIGURE: A1-1 : Résolution de l'équation A(1,1) par la méthode de la tangente.

ANNEXE II

Résolution du système des équations (4.12) et (4.13)

$$A(2.1) \quad \begin{cases} (\alpha + \delta) \cos(k_n x_i) + (\beta - \delta) \sin(k_n x_i) = a_n(x_i) \\ (\alpha - \delta) \sin(k_n x_i) - (\beta + \delta) \cos(k_n x_i) = b_n(x_i) \end{cases}$$

$$k_n = \frac{2\pi f_n}{c}$$

Rappelons que la résolution du système ci-dessus s'effectue fréquence par fréquence.

Donc f_i est fixée x_i représentent les abscisses des points de mesures (i est le i ème point de mesure).

Si on pose :

$$\begin{aligned} C(x_i) &= \cos(k_n x_i) \\ D(x_i) &= \sin(k_n x_i) \\ E &= \alpha + \delta \\ H &= \alpha - \delta \\ F &= \beta - \delta \\ G &= \beta + \delta \end{aligned}$$

Le système (A.1) devient alors :

$$(A.2.2) \quad \begin{cases} E C(x_i) + D(x_i) \cdot F = a_n(x_i) \\ -G C(x_i) + D(x_i) \cdot H = b_n(x_i) \end{cases}$$

$a_n(x_i)$ et $b_n(x_i)$ sont les coefficients de Fourier déterminés expérimentalement. Il s'agit de déterminer par le critère des moindres carrés les constantes E, F, G et H.

On définit deux fonctionnelles S_1 et S_2 telles que :

$$S_1 = \sum_{i=1}^n [C(x_i) \cdot E + D(x_i) \cdot F - a_n(x_i)]^2$$

$$S_2 = \sum_{i=1}^n [-C(x_i) \cdot G + D(x_i) \cdot H - b_n(x_i)]^2$$

n étant le nombre de points de mesures.

Il s'agit ensuite de déterminer les constantes E, F, G et H telle que :

$$(A.2.3) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial S_1}{\partial E} = \frac{\partial S_1}{\partial F} = 0 \\ (A.2.4) \quad \frac{\partial S_2}{\partial G} = \frac{\partial S_2}{\partial H} = 0 \end{array} \right.$$

Ce qui nous donne pour (A.2.3) :

$$\frac{\partial S_1}{\partial E} = \sum_{i=1}^n [2 C(x_i) \cdot E + 2 C(x_i) D(x_i) F - 2 a_n(x_i) C(x_i)] = 0$$

$$\frac{\partial S_1}{\partial F} = \sum_{i=1}^n [2 D(x_i) \cdot F + 2 C(x_i) \cdot D(x_i) E - 2 a_n(x_i) D(x_i)] = 0$$

ou encore :

$$F \sum_{i=1}^n D(x_i) + E \sum_{i=1}^n C(x_i) \cdot D(x_i) - \sum_{i=1}^n a_n(x_i) \cdot D(x_i) = 0$$

(A.2.5.)

$$E \sum_{i=1}^n C(x_i) + F \sum_{i=1}^n C(x_i) D(x_i) - \sum_{i=1}^n a_n(x_i) C(x_i) = 0$$

Si on pose : $D(i) = \sum_{i=1}^n D(x_i)$

$$\Gamma(i) = \sum_{i=1}^n C(x_i) \cdot D(x_i)$$

$$\Theta(i) = \sum_{i=1}^n a_n(x_i) D(x_i)$$

$$\mathcal{B}(i) = \sum_{i=1}^n C(x_i)$$

$$\Pi(i) = \sum_{i=1}^n a_n(x_i) C(x_i)$$

Le système (A.2.5) devient alors :

$$(A.2.6) \quad \begin{cases} F.D(i) + E.\Gamma(i) = \Theta(i) \\ F.\Gamma(i) + E.B(i) = \Pi(i) \end{cases}$$

De la même manière que pour l'équation (A.2.4), on obtient, en posant :

$$\Delta(i) = \sum_{z=1}^n b_n(z_i) D(z_i)$$

$$K(i) = \sum_{z=1}^n b_n(z_i) C(z_i)$$

Le système suivant :

$$(A.2.7) \quad \begin{cases} G.B(i) - H.\Gamma(i) = -\Delta(i) \\ -G.\Gamma(i) + H.D(i) = K(i) \end{cases}$$

La résolution des systèmes (A.2.6) et (A.27) permet de nous donner, pour chaque fréquence étudiée, les constantes E,F,G et H et par conséquent les constantes A et B de l'équation (4.1).

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] **WILIE E.B, STREETER V.L,**
Fluid Transients, Mc Graw Hill, 1978
- [2] **JAEGER C,**
Fluid Transients in Hydro-Electric Engineering Practice, Blackie, 1977.
- [3] **STECKI J.S, DAVIS D.C,**
Fluid Transmission Lines-distributed parameter models.
Part 1 : a review of the state of the art. Proceedings of the
institution of Mechanical Engineers. Vol 200 N° A4, 1986, p. 215-228.
- [4] **FANELLI M,**
Nota sulla formula della celerità per onde di molto vario in condotte
formabili non publie 1973.
- [5] **POIREE B,**
L'équation de l'énergie acoustique dans un écoulement unidimensionnel.
Comparaison avec les résultats connus. 8ème Colloque d'Acoustique
Aéronautique A.A.A.F-GALF, Toulouse, 16-18 Novembre 1982.
- [6] **C.E.T.I.M.**
2ème congrès International sur l'intensimétrie acoustique.
Senlis (FRANCE) 23 au 25 Sept 1985.
- [7] **BLOKHINTSEV D.I.,**
Acoustics of non homogeneous moving medium (GOSTEKHIZDAT) (1946).
Translated in Tech Memo national advis. Comm. Aeronaut. Wash 1330
(1956).

- [8] RYS'HOV O.S., SHEFFER G.H.,
Translated in Journal applied Mathematics, 26, 1203-1209, 1962.
"On the energy of acoustic waves propagating in moving media".
- [9] EVERSMAW W.,
Energy flow criteria for acoustic propagation in ducts with flow.
Journal of the Acoustical Society of America 49 1717-1721 (1970)
- [10] CANTRELL R.H., HART R.W.,
Interaction between sound and flow in acoustic cavities : Mass
momentum and energy consideration
Journal of the Acoustical Society of America 36 697-706 (1964)
- [11] MORFEY C.L.,
Acoustic energy in non uniform flows
Journal of Sound and Vibration 1971, 14 (2) 159-170.
- [12] DESMET B., TEPHANY F., TROLLE J.L., OUAKED R.,
La méthode des puissance acoustiques appliquée à une vanne papillon.
A.I.R.H. 9-11 Septembre 1987 Lille (France).
- [13] MARGOLIS D.L., BROWN F.T.,
Measurements of the propagation of Long-Wavelength disturbances
through turbulent in tubes.
ASME Journal of Fluids Engineering, March 1976, p. 70-75.
- [14] OLSEN H.D.,
System responsive to the energy flow of Sound Waves.
U.S. Patent N° 1, 9892-644 (decembre 1932).
- [15] SHULTZ T.J., SMITH P.W., MALURE C.I.,
Measurement of acoustic intensity in a reactive Sound Field.
Journal of the Acoustical Society of America 57, 1263-1268 (1973).

- [16] **BURGER J.F., VAN DER MERWE C.J.J., VAN ZYL B.G., JOFFRE L.,**
Measurement of Sound intensity Applied to the determination of
radiated sound power.
Journal of the Acoustical Society of America 53, 1167-1163 (1973).
- [17] **VAN ZYL B.G., ANDERSON F.,**
Evaluation of the intensity method of sound power determination.
Journal of the Acoustical Society of America 57, 692-696 (1974).
- [18] **HODGSON T.H.,**
Investigation of the surface acoustical intensity method for
determining the noise sound power of a large machine in-situ.
Journal of the Acoustical Society of America 61, 497-493 (1977).
- [19] **STANEL W., LAMBRICH H.P.,**
Development of an instrument for the measurement of sound intensity
and its application in car acoustics.
External publication, Inter-Keller AG, Zurich, Switzerland (1977).
- [20] **BRITO J.D.,**
Sound intensity Patterns for vibrations surfaces.
Ph.D Thesis, Massachusetts Institute of technology, Cambridge,
Massachussetts, USA (1976).
- [21] **CHUNG J.Y., POPE J.,**
Practical Measurement of Acoustic intensity-the two microphone
Cross spectral method
Proceedings Inter-noise 78, 9-10 May, San Francisco, CA, 893-900
(1978)
- [22] **CHUNG J.Y., BLASER D.A.,**
Recent developments in the measurement of acoustic intensity using the
cross spectral method.
SAE paper 810396 (1981).



- [23] **LAMBERT et Al,**
La mesure directe de l'intensité acoustique.
SETIM Informations n° 53 (décembre 1977), p. 70-81.
- [24] **FAHY F.J.,**
Measurement of Acoustic Intensity using the cross-spectral
density of two microphones signals.
Journal of the Acoustical Society of America 62, Letter to the editor
(1977)
- [25] **MONRO D.H., INGARD K.U.,**
On acoustic intensity measurements in the presence of mean flow.
Journal of the Acoustical Society of America 65 (6) (Juin 1979),
p.1402-1406
- [26] **CHUNG J.Y., BLASER D.A.,**
Transfer function method of measuring in duct Acoustic properties I.
theory and II experiment.
Journal of the Acoustical Society of America 62 (3) (1980),
p. 907-921.
- [27] **CHUNG J.Y., BLASER D.A.,**
Transfer function method of measuring acoustic intensity in a duct
system with flow.
Journal of the Acoustical Society of America 63 (6) (1980).
- [28] **DUBBELDAY P.S.,**
Measurement of particle velocity in a hydroacoustic field by hot-film
anemometry.
Journal of the Acoustical Society of America supp.1. 70 S 102 ;
S 103 (1981).
- [29] **DAVIS H.R., HEWS TAYLOR K.J.,**
Laser-Doppler measurement of complex acoustic impedance.
Journal of Sound and Vibration (1986) 107 (3), p. 451-470.

- [30] SPANGLER J.G, WELLS C.S,
Effects of free stream disturbances on boundary layer transition
American institute of Aeronautics and Astronautics Journal 6, 543-545
(1968).
- [31] DAVIS M.R., DAVIES P.O.A.L.,
Factors influencing the heat transfer from cylindrical anemometer
probes
International Journal of Heat and Mass Transfer 15. 1659-1677, (1972)
- [32] DUBBELDAY P.S.,
Hot wire anemometer response in a flow with acoustic disturbances.
Journal of Sound and Vibration, 1978 (56), 565-570.
- [33] YEH Y, CUMMINS H.Z,
Localized flow measurement with H_2-N_2 laser spectrometer
App.Phys. Letters 4, 176, 1964.
- [34] THOMPSON J.K, TREE D.R.,
Finite difference approximation errors in acoustic intensity
measurements.
Journal of Sound and vibration (1981) 75, 229-233.
- [35] ELLIOT S.J.,
Errors in acoustic intensity Measurement.
Journal of sound and vibration 1981, 78 (3), 439-445.
- [36] GADE S.,
Sound Intensity
Brüel et Kjaer, Technical Review, N°3-1982.
Brüel et Kjaer, Sound intensity analysis system type 3360.
Product Data.

- [37] **VILLOUVIER V,**
Caractérisation 1D des sources en écoulement
ME/21/4861 E.D.F/D.E.R 1936.
- [38] **LEGENDE R,**
Pseudo-bruit et bruit
Recherche Aérospatiale n° 1 (1985) (Janvier-Février) p. 55 à 63.
- [39] **PASCAL J.C,**
Mesure de l'intensité active et réactive dans différents champs
acoustiques.
1er congrès sur l'intensimétrie acoustique 30 Septembre-20 Octobre
1981, C.E.T.I.M. Senlis (France).
- [40] **CHUNG J.Y,**
Cross-spectral method of measuring acoustic intensity without error
caused by instrument phase mismatch.
Journal of the Acoustical Society of America 64, 1978, pp 1613-1616.
- [41] **BENDAT J.S, PIERSOL A.G.,**
Engineering applications of correlation and spectral analysis.
Wiley Interscience 1970.
- [42] **CAIGNAERT G., DESMET B., BARRAND J.P., OUAKEB R., STEVENAERT D.,**
Experimental Determination of hydraulic noise of centrifugal
pumps.
Inter-noise 88, Avignon, 30 Août-1er Septembre 1988, Vol 2,
pp 667-670.
- [43] **DESMET B., CAIGNAERT G., OUAKEB R., STEVENAERT D., BARRAND J.P.,**
Méthodes expérimentales d'analyse des fluctuations de
l'écoulement dans un circuit de pompe centrifuge.
Journées SEM/SME des 12 et 13 Octobre 1988.

- [44] CAIGNAERT G., DESMET B., OUAKED R., STEVENAERT D., BARRAND J.P.,
Caractérisation du bruit hydraulique d'une pompe centrifuge sur
la boucle "SESAME".
XXème journées de l'hydraulique Lyon 4-5 et 6 avril 89.
n. II.12.1-II.12.5.
- [45] DESMET B, TROLLE J.L., TEPHANY F.,
Mécanismes d'interaction d'une pompe et d'un circuit : modèles
théoriques.
La Nouvelle Blanche n° 3/4 1988 pp. 252-263.
- [46] B. DESMET
Pressure fluctuations analysis at the inlet of a small centrifugal
pump.
2nd congrès A.I.R.H. 12-20 Septembre 1985. Mexico.

NOTATIONS

A : section de la conduite

B_i : amplitude complexe de l'onde incidente

B_r : amplitude complexe de l'onde réfléchie

C : célérité des ondes

D : diamètre de conduite

E : module d'élasticité de Young ; flux d'énergie totale

ex : exergie

e : épaisseur de la conduite

f : fréquence

g : accélération de la pesanteur

G_{12} : interspectre entre les points 1 et 2

H_{ij} : fonction de transfert entre les points i et j

$h = u + p/\rho$: enthalpie massique

$i^2 = -1$

I : intensité acoustique

J_0 : fonction de Bessel

$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c}$: nombre d'ondes

L : entraxe des capteurs

$M = \frac{V}{c}$: nombre de Mach

p : pression

Q_m : débit massique

R : coefficient de réflexion ; rayon de la conduite

s : entropie

t : temps

u_z : déplacement radial de la paroi de la conduite

u : énergie interne massique

V : vitesse

x, z : coordonnées géométriques

Alphabet grec :

:

β : coefficient d'amortissement intrinsèque ; index de modulation

δ : retard angulaire de la déformation sur l'effort d'excitation

$$\Delta = \frac{G^2 - C^2}{C^2}$$

χ_x : accélération suivant la direction x

ω : pulsation

$\pi = 3,14$

Ω_d : fréquence doppler

λ : coefficient de perte de charge unitaire ; longueur d'onde

ν : viscosité cinématique, coefficient de Poisson

τ : contrainte de frottement

ρ : masse volumique

ψ, ϕ : déphasage angulaire

θ : angle d'intersection des deux rayons laser.

Opérateurs :

\bar{x} : moyenne temporelle

\tilde{x} : fluctuation linéaire

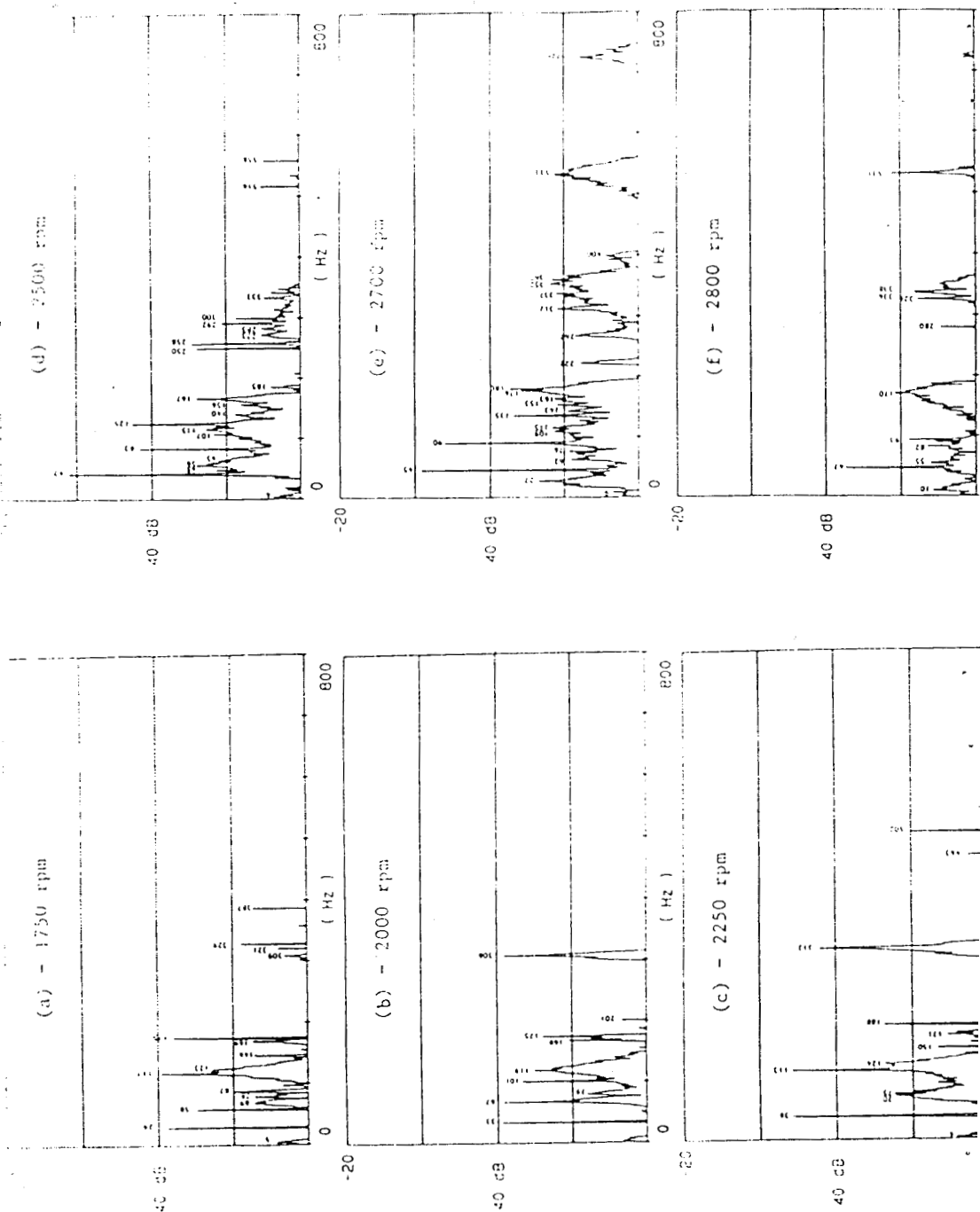
\hat{x} : fluctuation non linéaire

Indices

i : incident

r : réfléchi

FIGURES DE L'INTRODUCTION



FIGURES 1.3 : Analyse en fréquences des pressions à l'entrée de la pompe en fonction de la vitesse de rotation.

FIGURES DU CHAPITRE 1

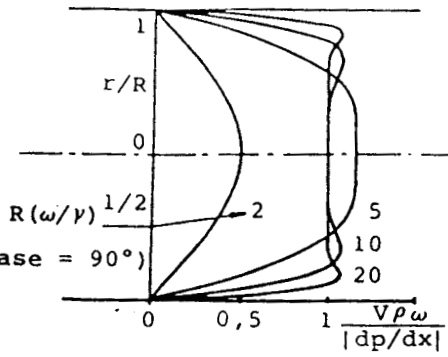


FIGURE 11 : Profil des vitesses en fonction du paramètre de fréquence d'après [4]

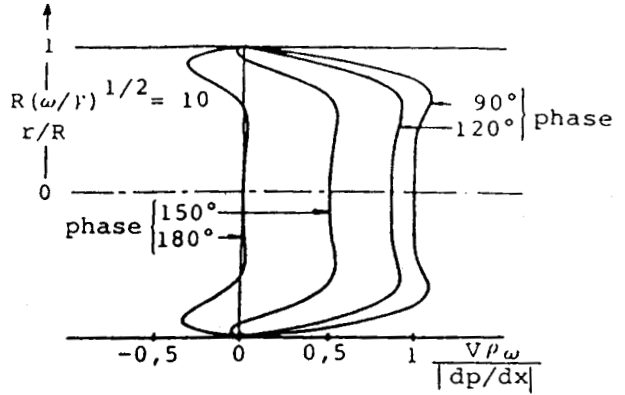


FIGURE 12 : Evolution temporelle du profil des vitesses d'après [4]

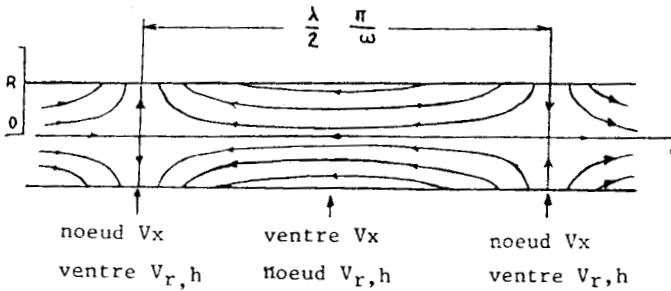


FIGURE 1.3:Trajectoires du fluide pour une oscillation stationnaire d'après [5]

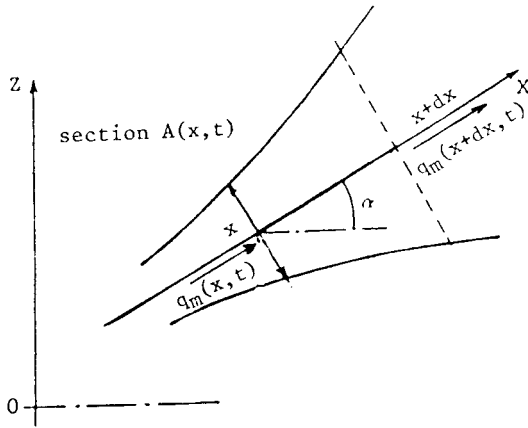


FIGURE1.4: Conservation de la masse

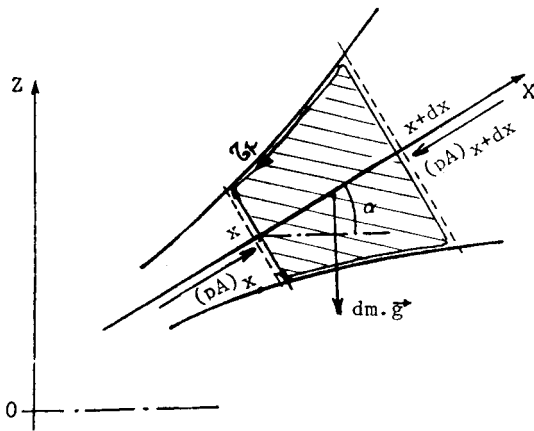


FIGURE1.5: Conservation de la quantité de mouvement

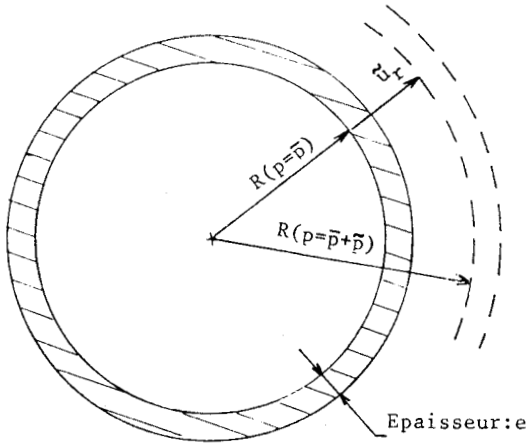


FIGURE16 : Déplacement radial de la paroi

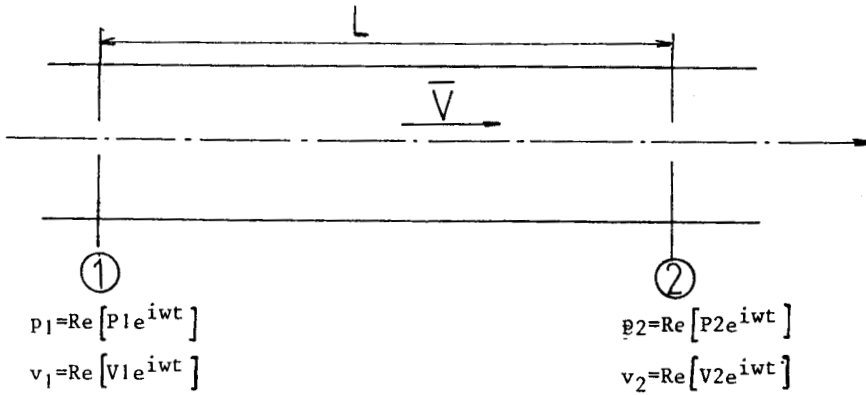
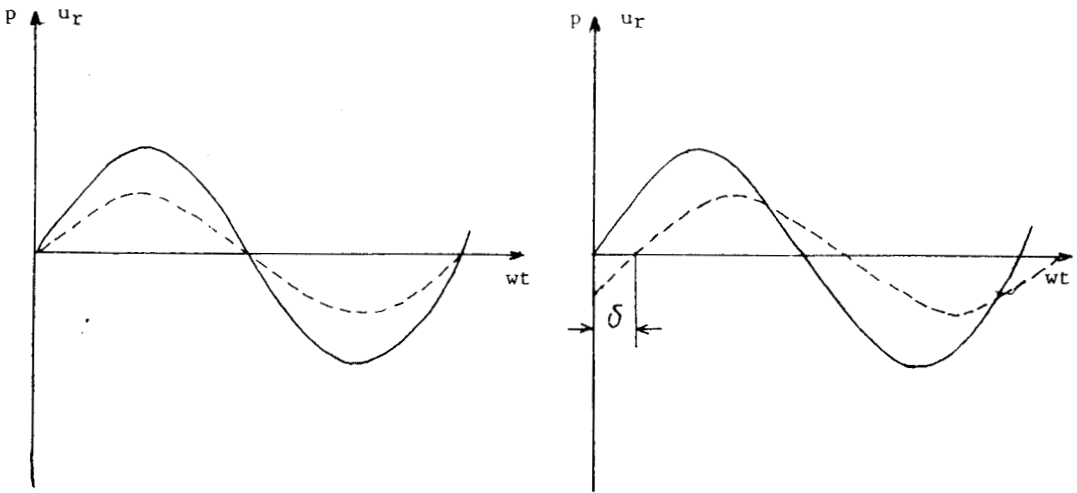
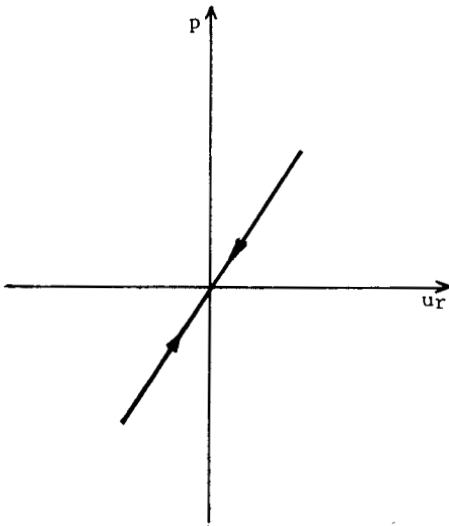


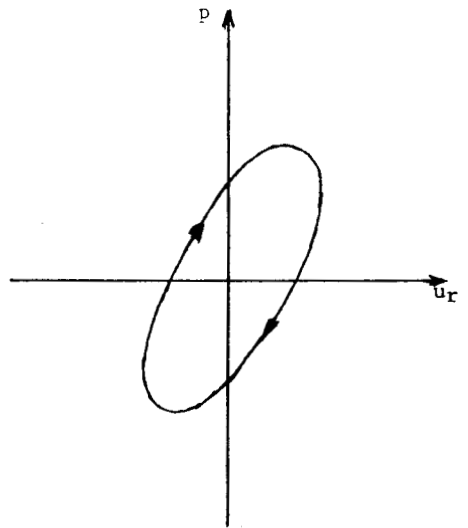
FIGURE17 : Matrice de transfert de la conduite



— : p
- - - : u_r



(a) : Comportement élastique



(b) : Comportement visco-élastique

FIGURE18

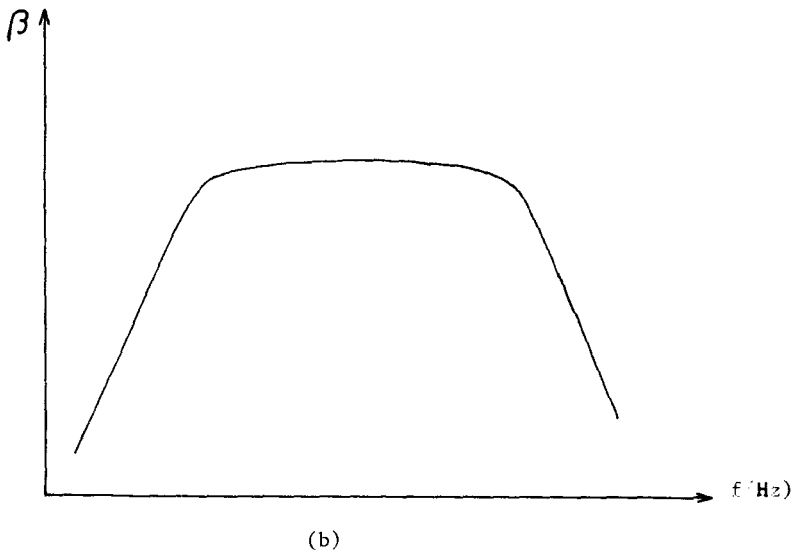
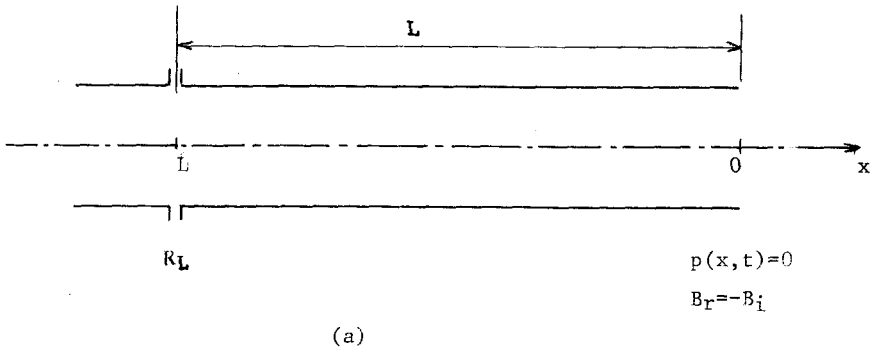
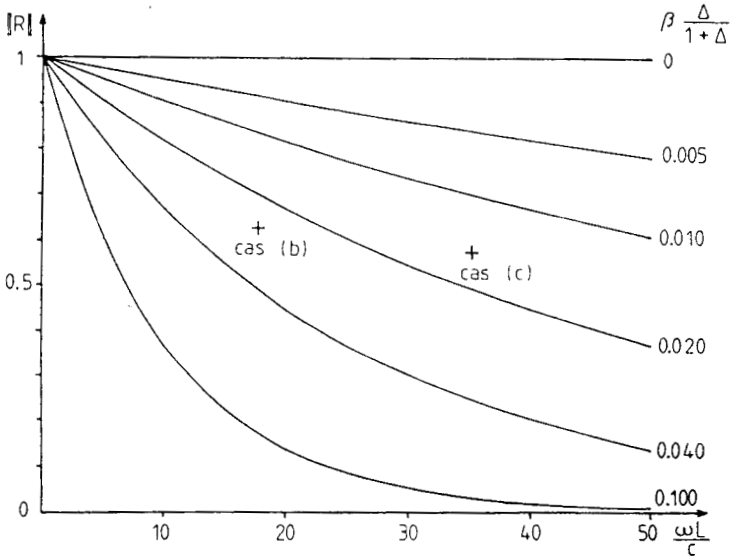


FIGURE 19

FIGURE 19.a : Tronçon de conduite visco-élastique

FIGURE 19.b : Allure des variations du coefficient d'amortissement (β) en fonction de la fréquence.



Cas(b) : $L=5$ m , $\beta=0.029$

Cas(c) : $L=10$ m , $\beta=0.015$

FIGURE 1.10 : Evolution de l'amplitude du coefficient de réflexion d'un tronçon de conduite visco-élastique, ouvert à son extrémité en fonction de la fréquence pour diverses valeurs de $\beta\Delta/(1+\Delta)$

FIGURES DU CHAPITRE 2

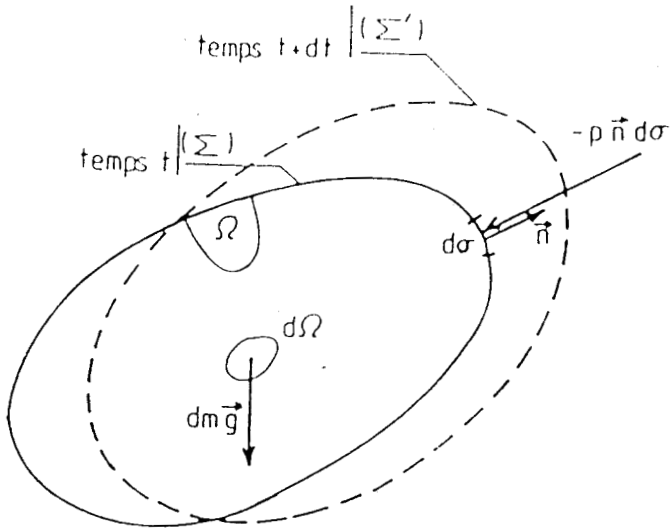


FIGURE 2-1 : Conservation de l'énergie ; volume de contrôle

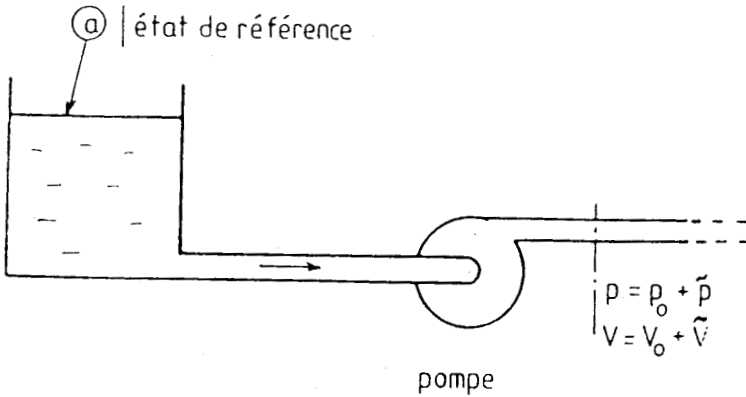


FIGURE 2-2 : Flux exérgétique au refoulement d'une pompe

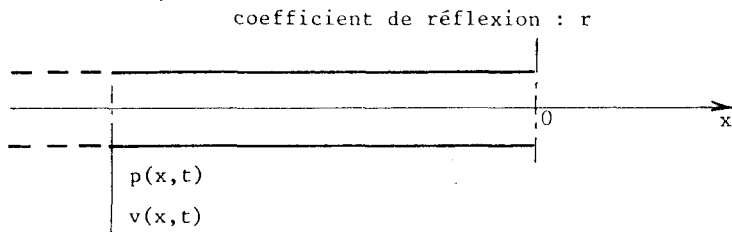


FIGURE 2-3 : Fluctuation d'un écoulement dans une conduite

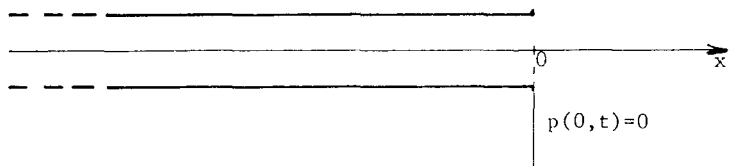


FIGURE 2-4 : Conduite à extrémité ouverte

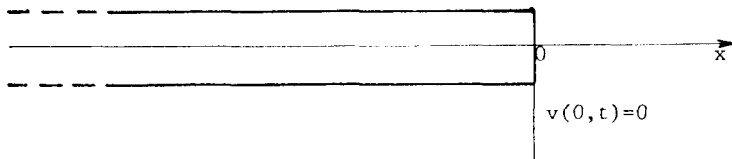


FIGURE 2-5 : Conduite à extrémité fermée

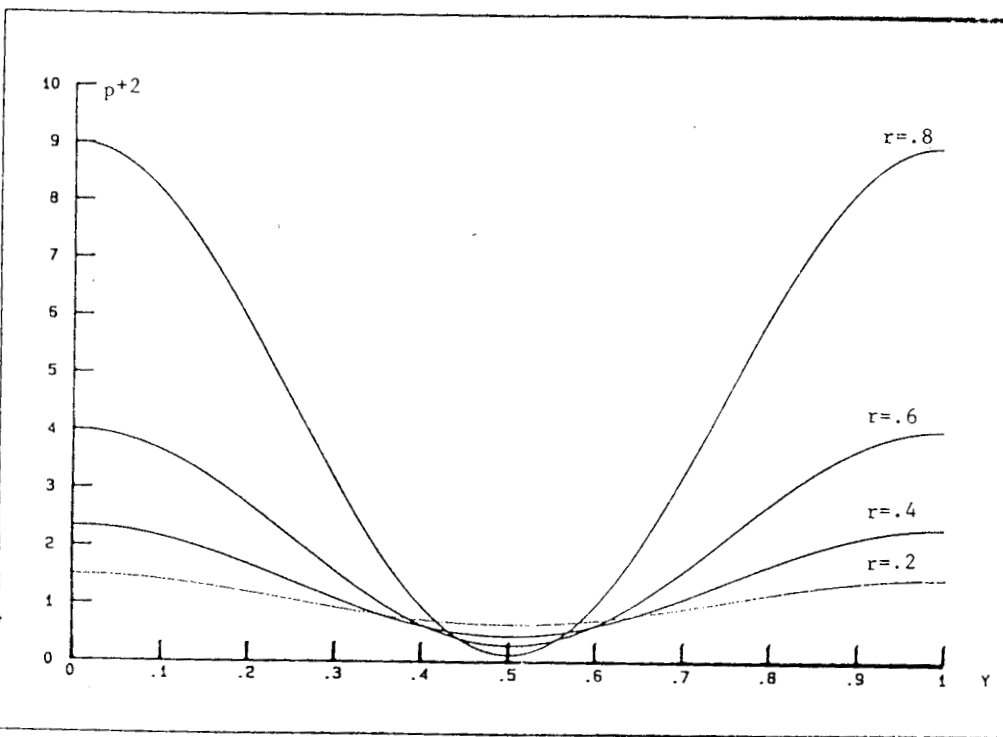


FIGURE 2-6 : Evolution de la pression quadratique réduite pour des différentes valeurs du coefficient de réflexion

FIGURES DU CHAPITRE 3



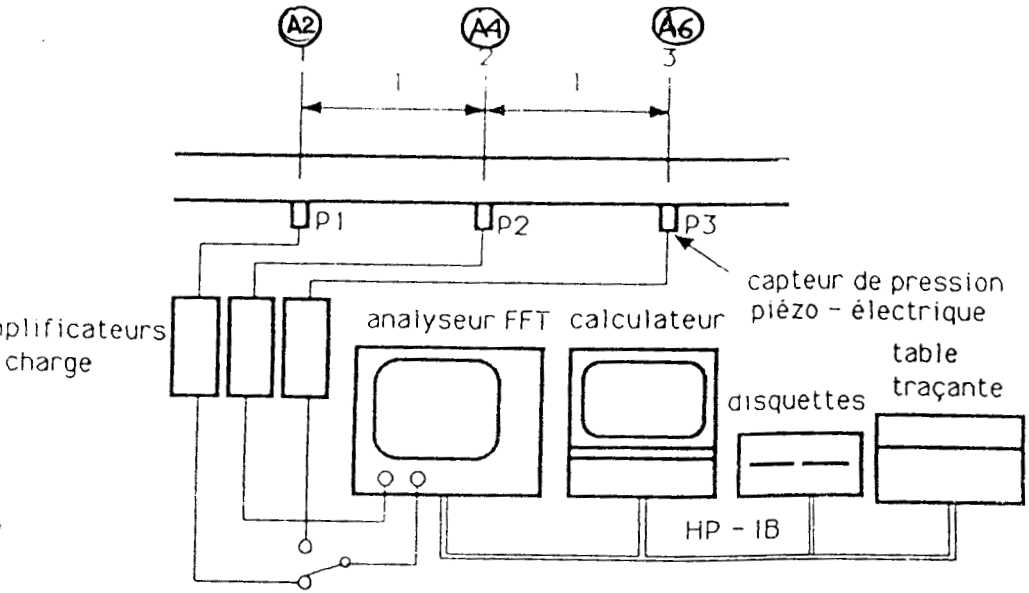


FIGURE 3.1 : Mesure de la célérité des ondes.
Dispositif expérimental.

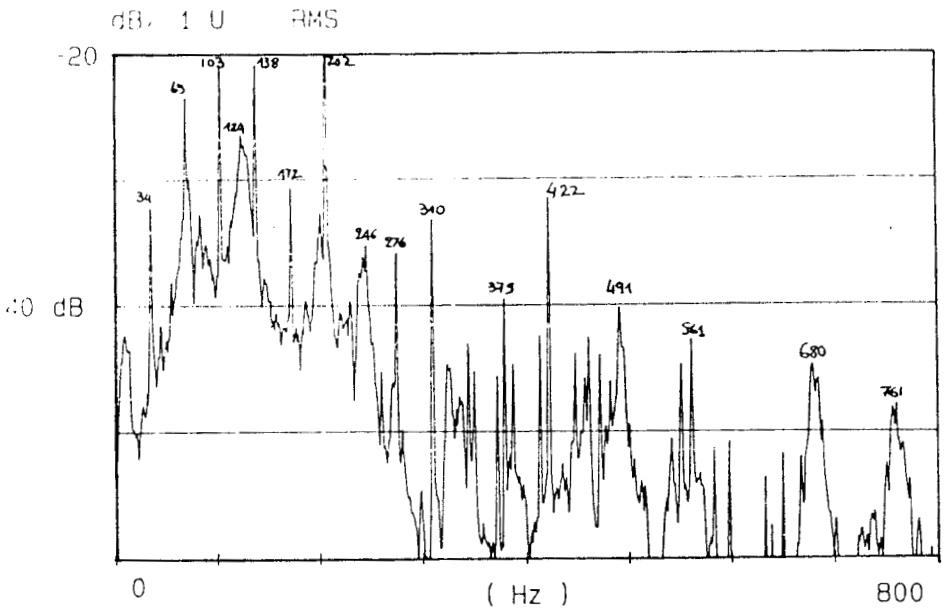


FIGURE 3.2 : Spectre des fluctuations de pression
($N=2020$ tr/min ; $Qv=24$ m³/h)

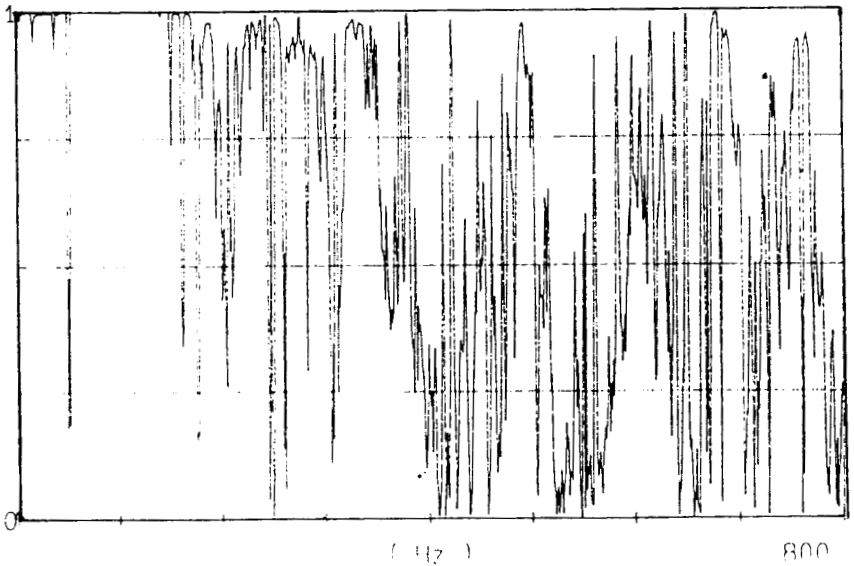


FIGURE 3.3 : Cohérence entre les points A2 et A4

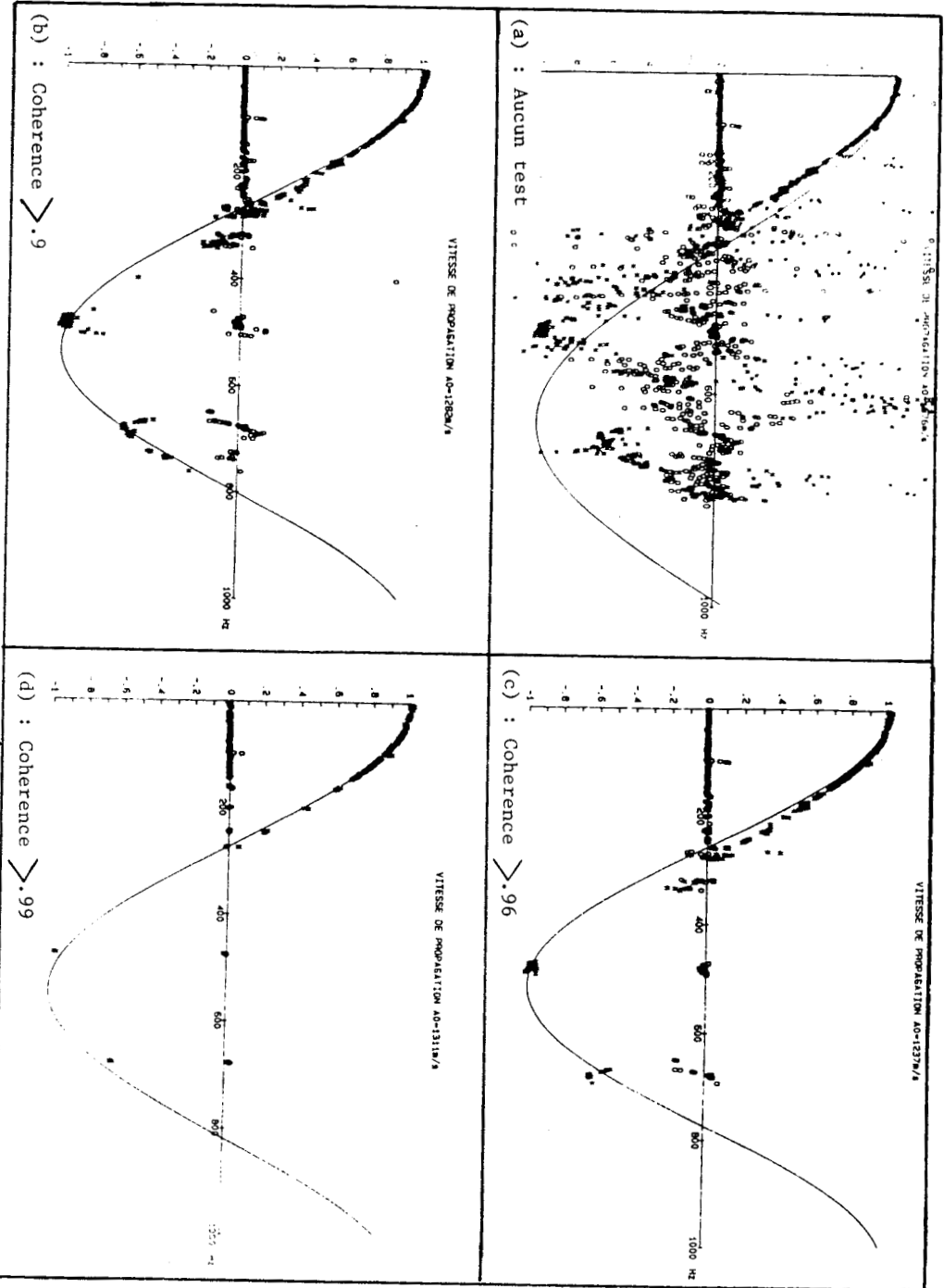
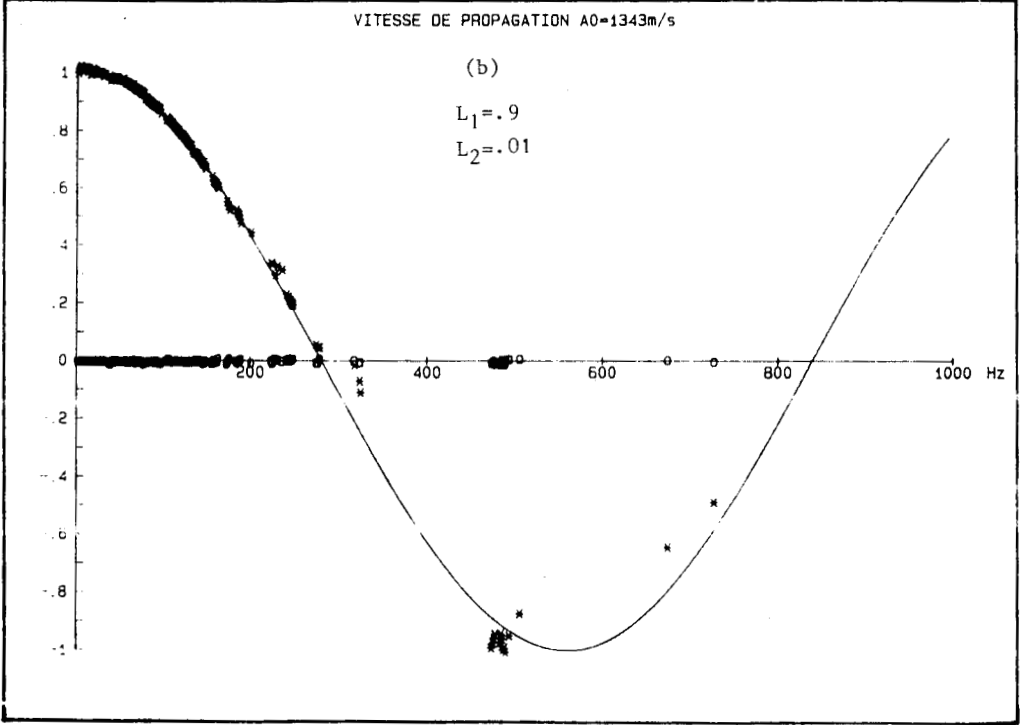
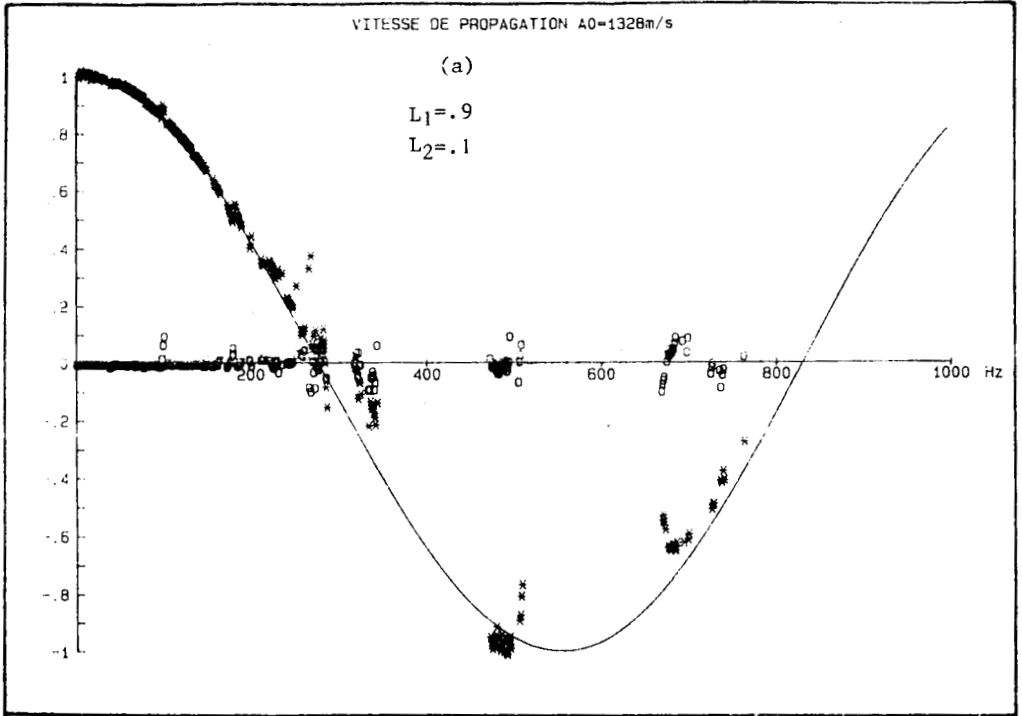


FIGURE 3.4 : Effet d'un test sur les cohérences des fonctions de transfert



* : Re(S) o : Im(S) — : Modèle théorique

FIGURE 3-5 : Mesure de la célérité des ondes.
Résultats expérimentaux.

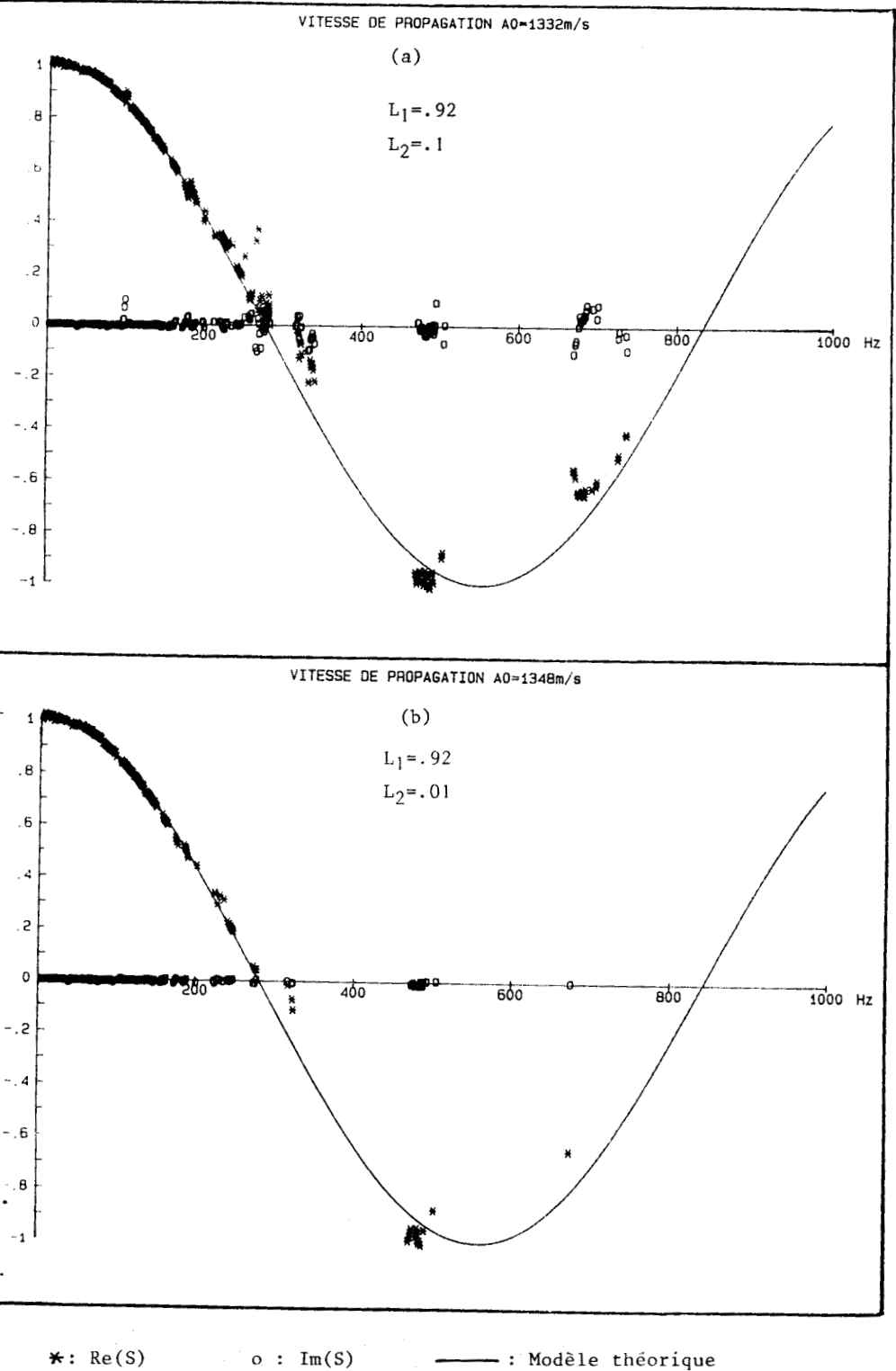


FIGURE 3-6 : Mesure de la célérité des ondes.

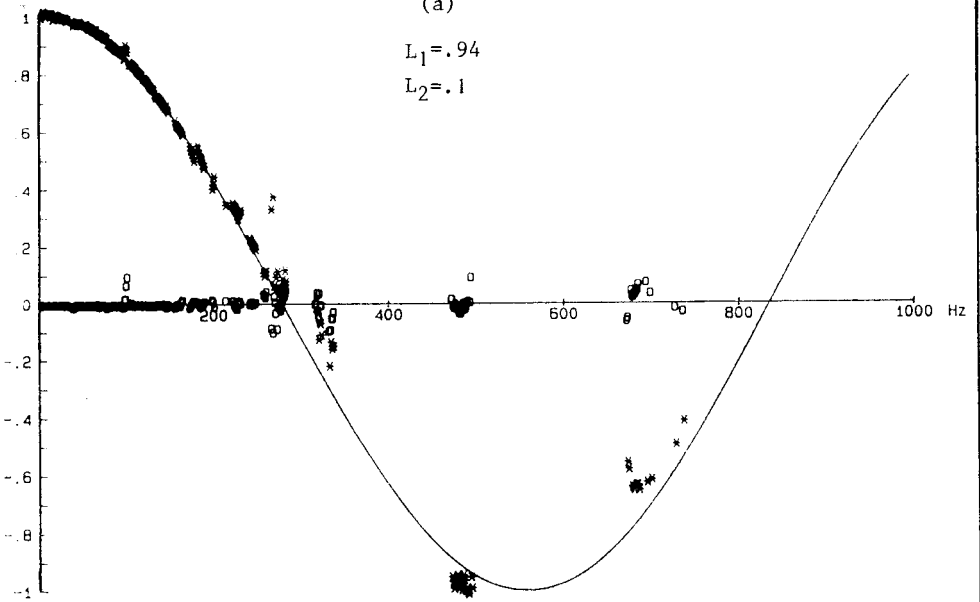
Résultats expérimentaux.

VITESSE DE PROPAGATION A0=1337m/s

(a)

$L_1 = .94$

$L_2 = .1$

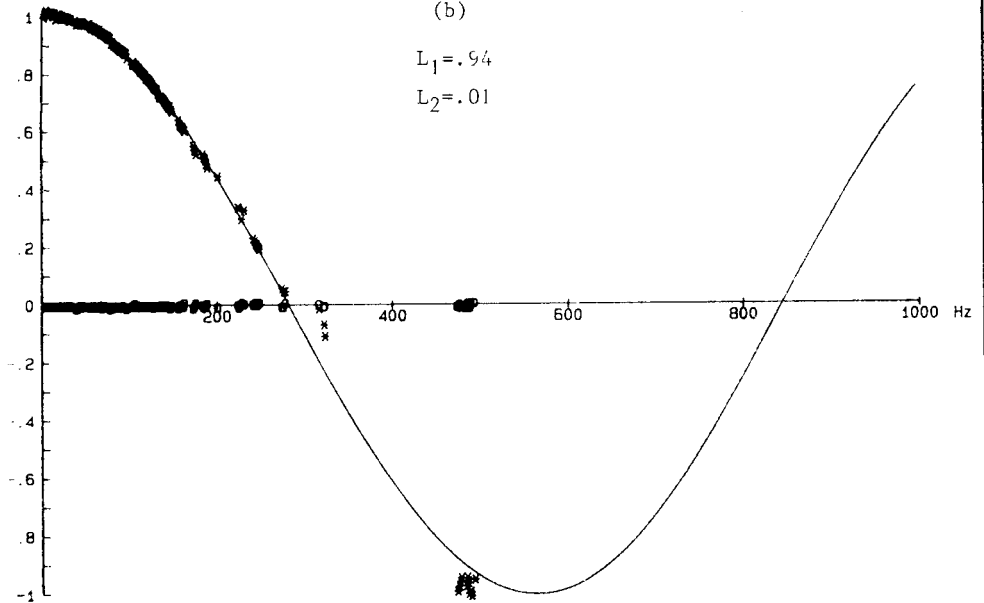


VITESSE DE PROPAGATION A0=1351m/s

(b)

$L_1 = .94$

$L_2 = .01$



* : $Re(S)$

o : $Im(S)$

— : Modèle théorique

FIGURE 3-7 : Mesure de la célérité des ondes.

Résultats expérimentaux.

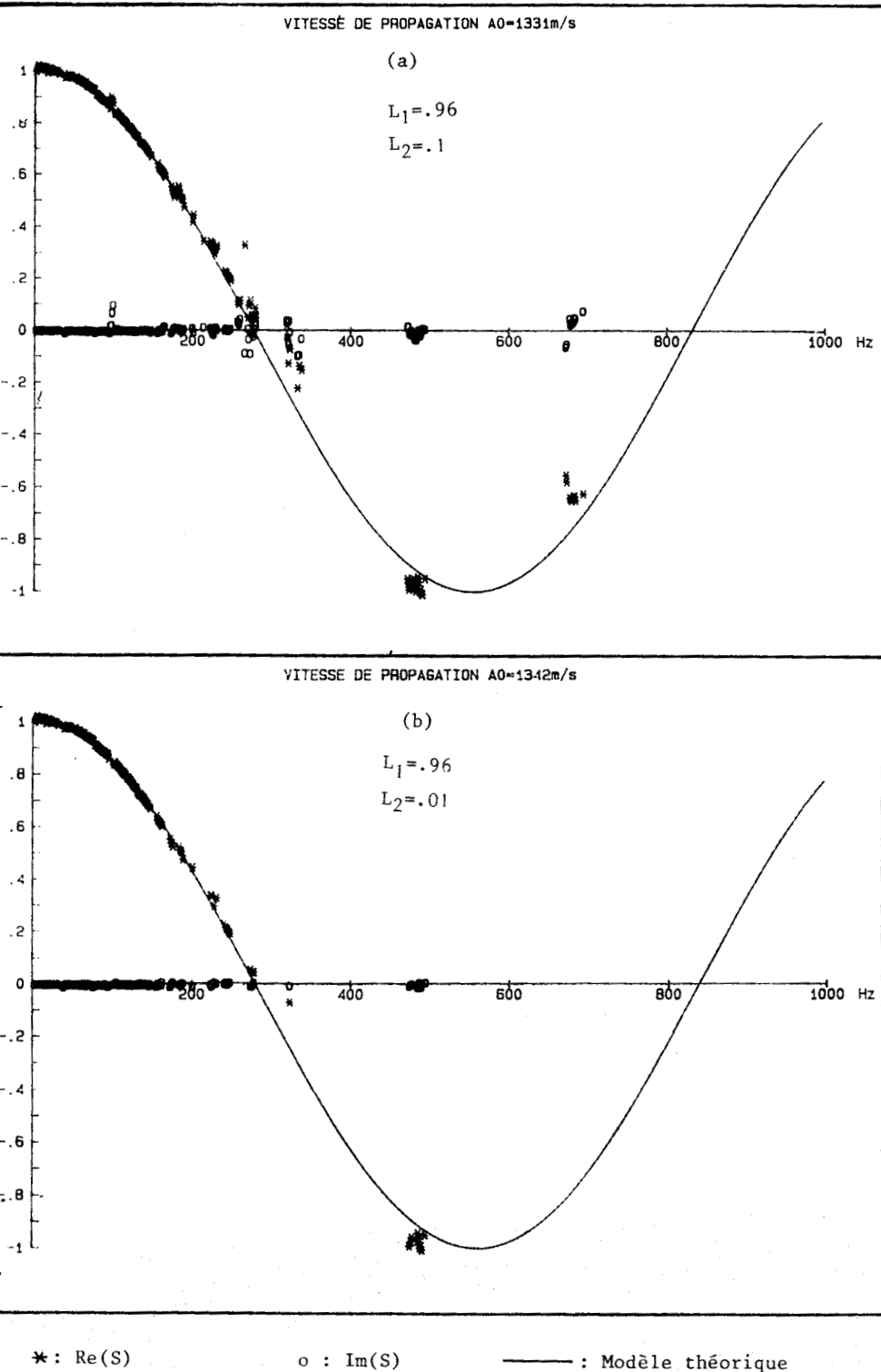
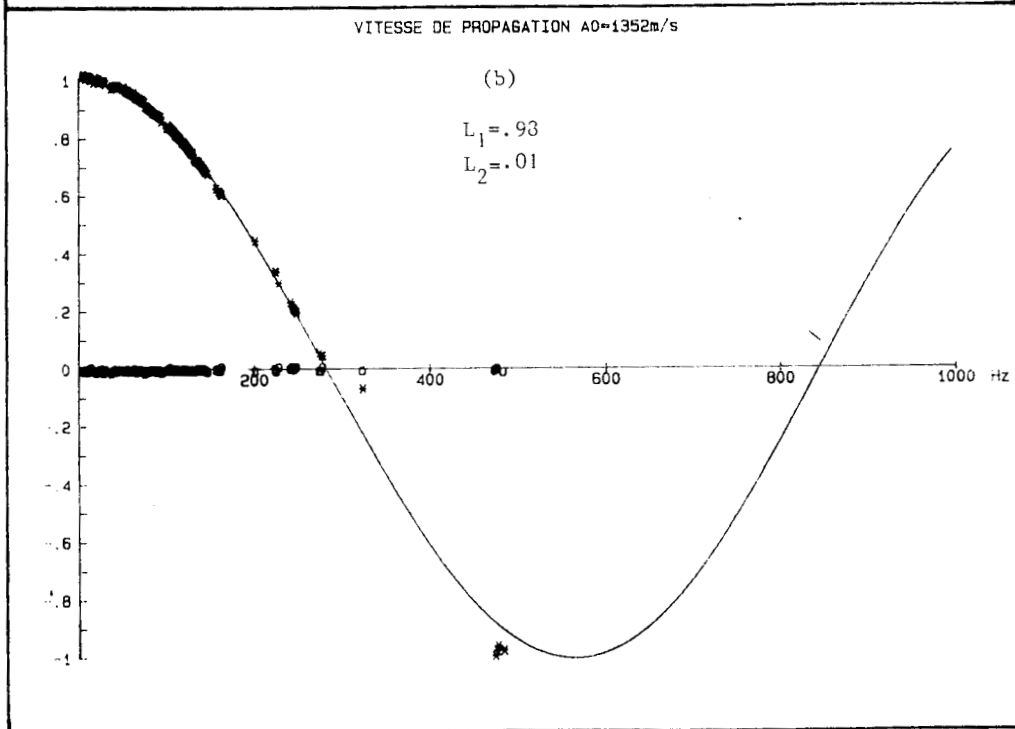
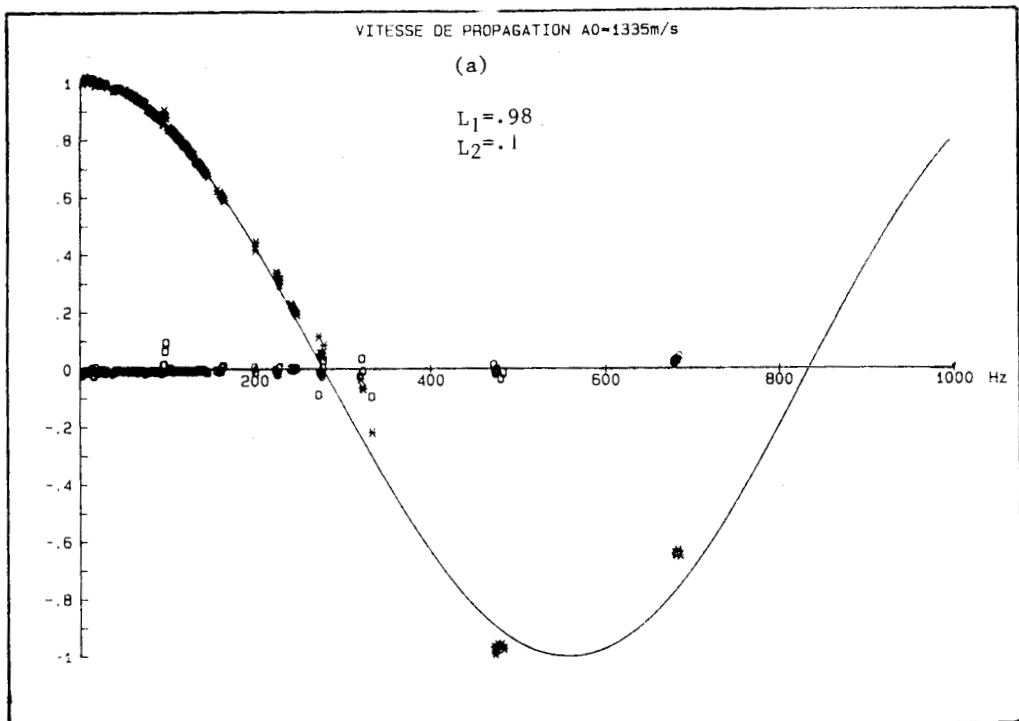


FIGURE 3-8 : Mesure de la célérité des ondes.

Résultats expérimentaux.



* : Re(S)

o : Im(S)

— : Modèle théorique

FIGURE 3-9 : Mesure de la célérité des ondes.
Résultats expérimentaux.

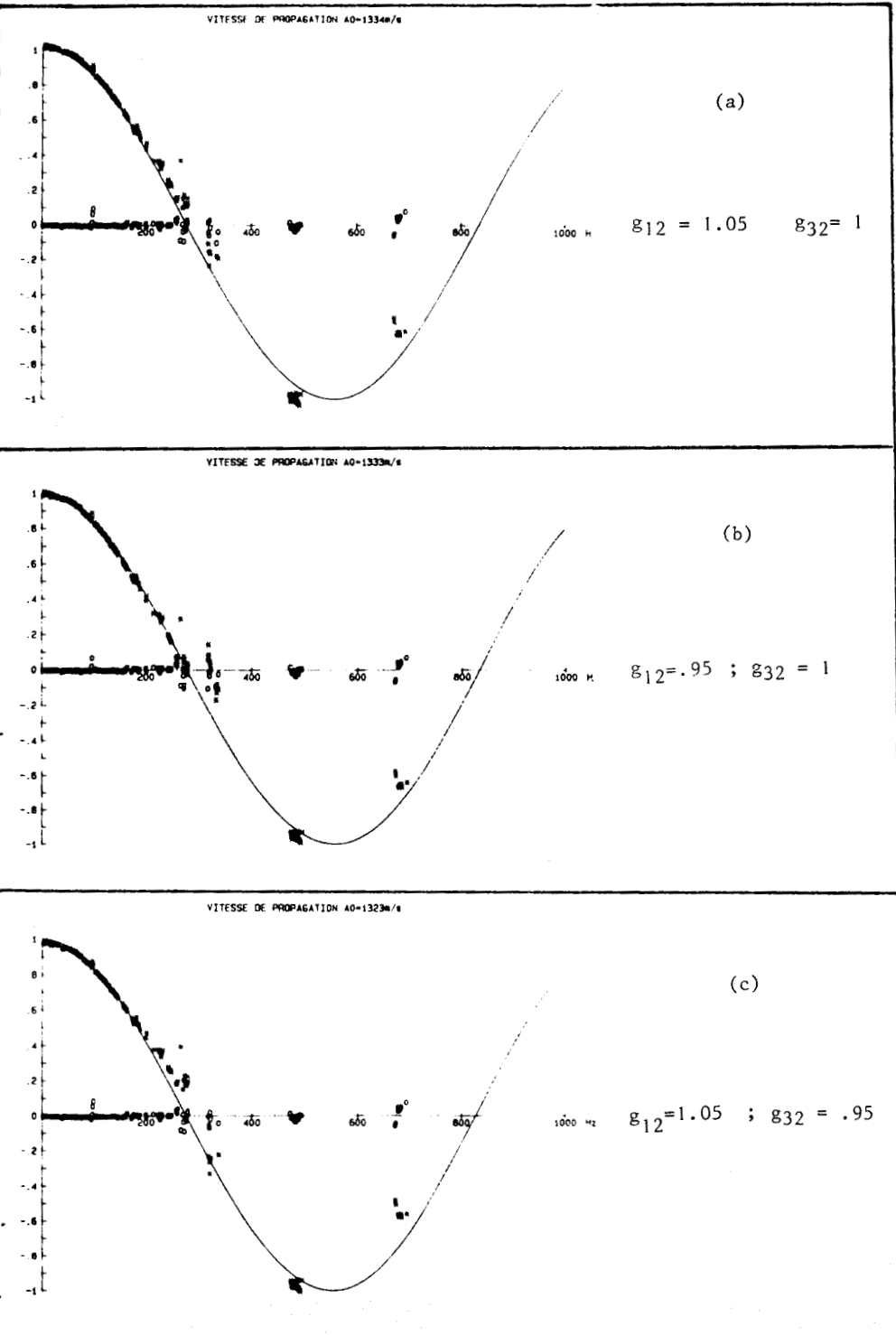


FIGURE 3-10 : Effet d'un défaut de réglage de gain sur la mesure des fonctions de transferts

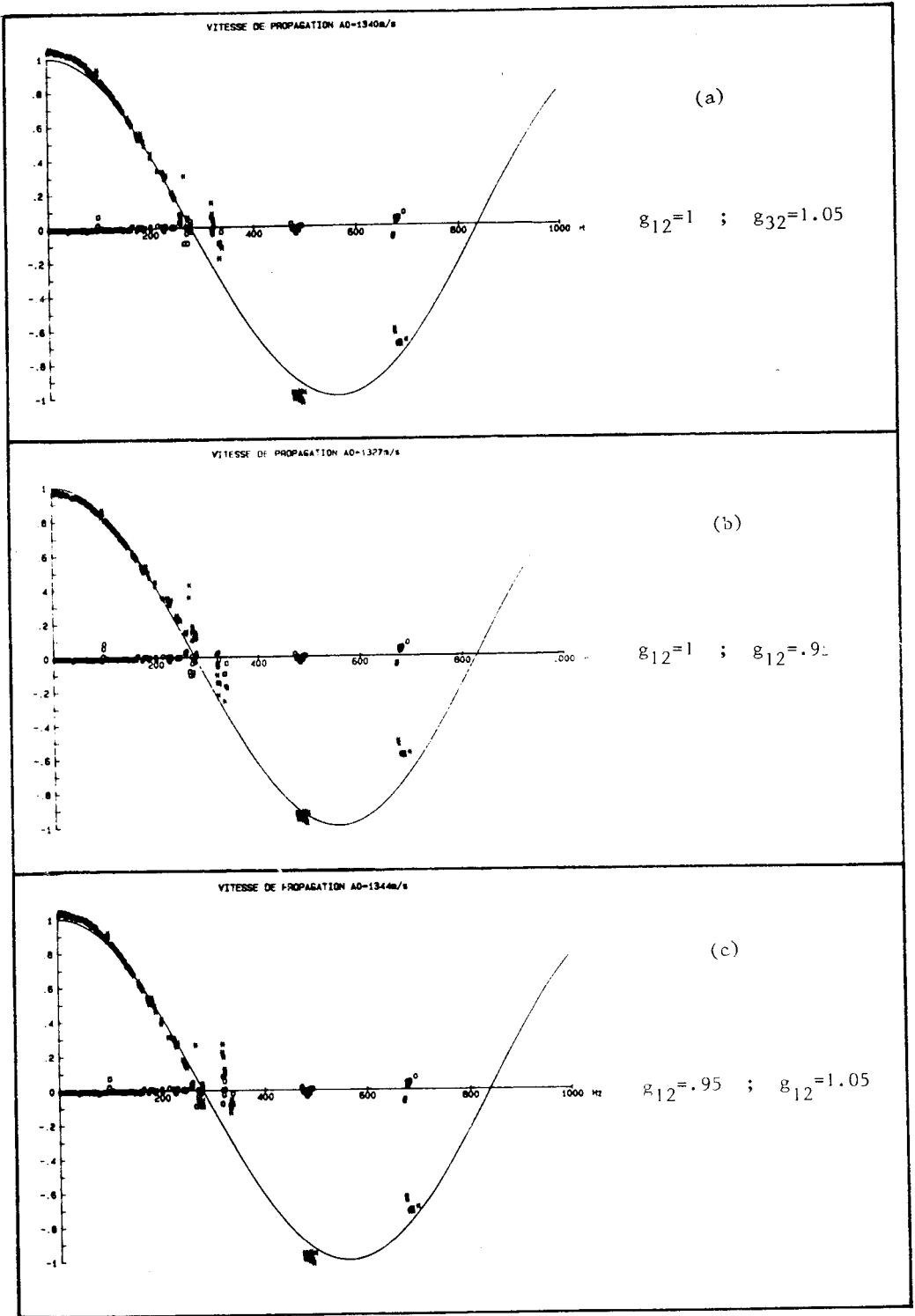
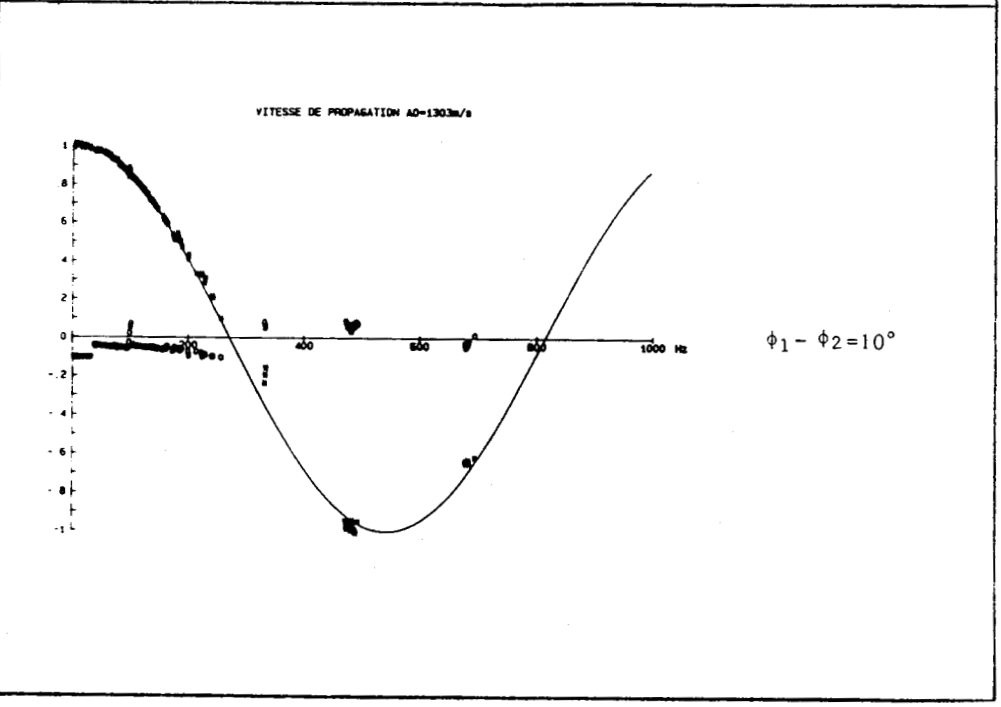
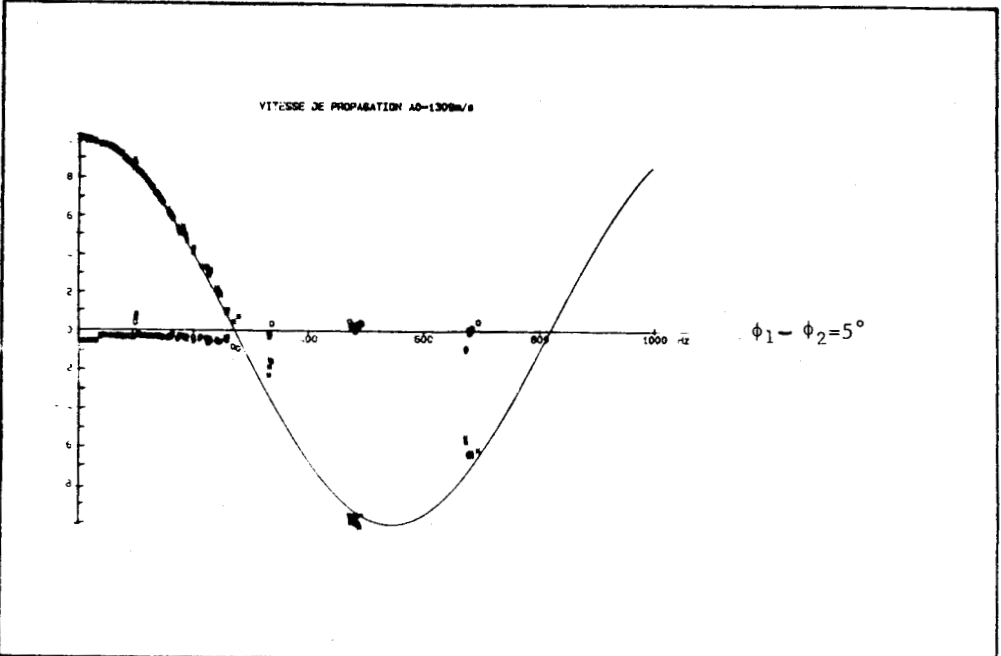
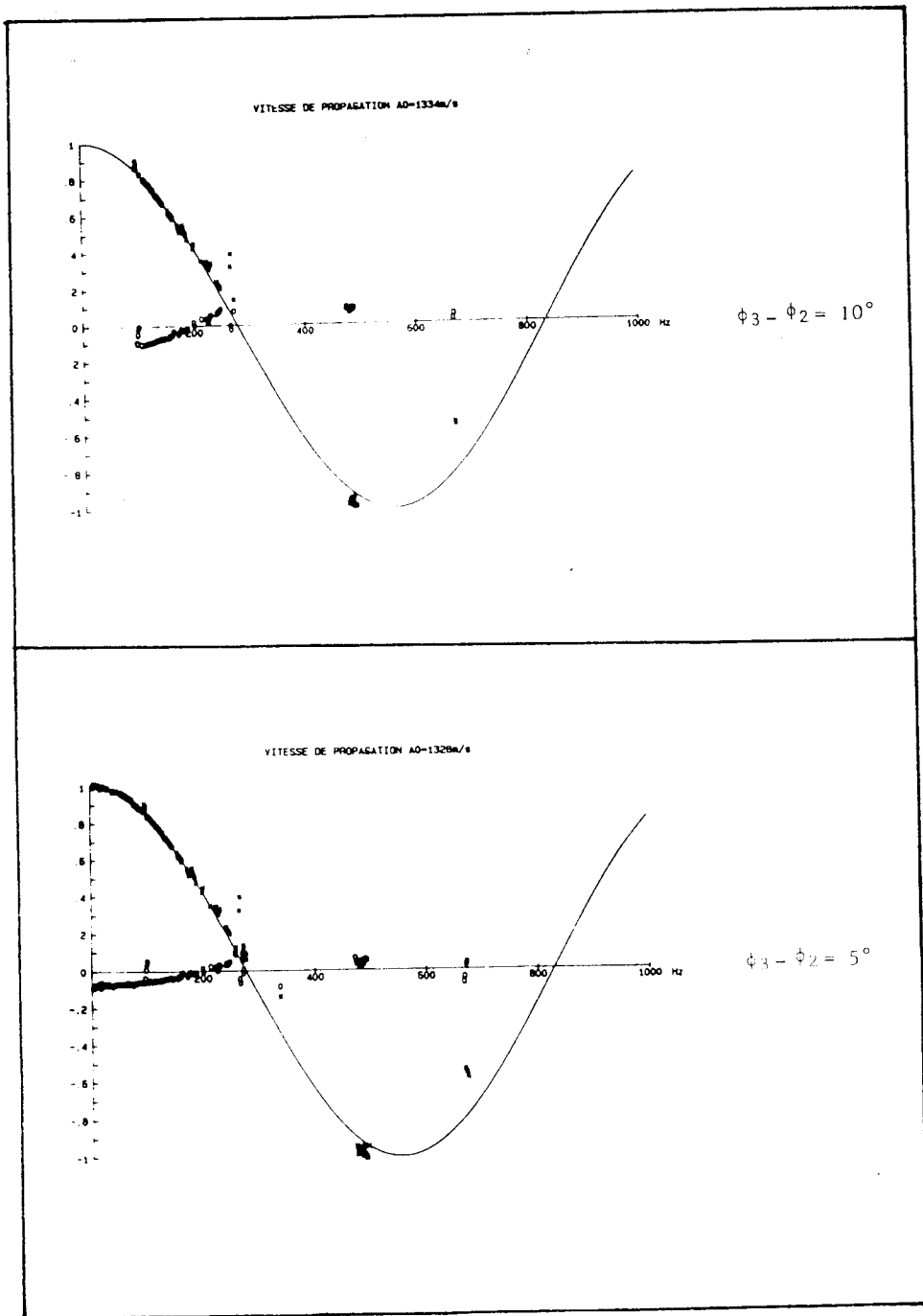


FIGURE 3.11 : Effet d'un défaut de réglage de gain sur la mesure des fonctions de transferts



FIGURES 3-12(a,b) : Effet d'une erreur de phase sur les fonctions de transferts



FIGURES 3-12(c,d) : Effet d'une erreur de phase sur les fonctions de transferts

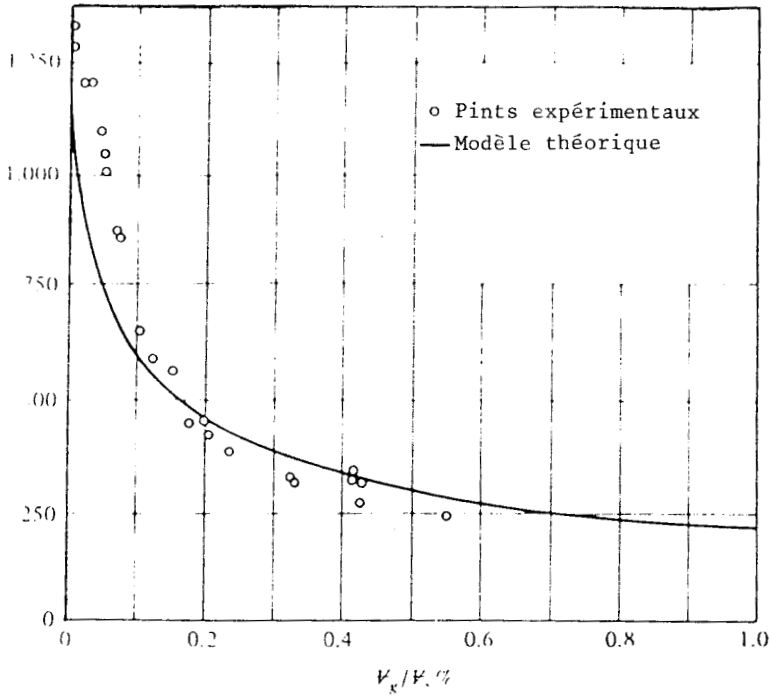


FIGURE 3-13 : Variation de la célérité des ondes dans une conduite en fonction du taux de gaz dissous dans l'eau selon [1]



FIGURES DU CHAPITRE 4



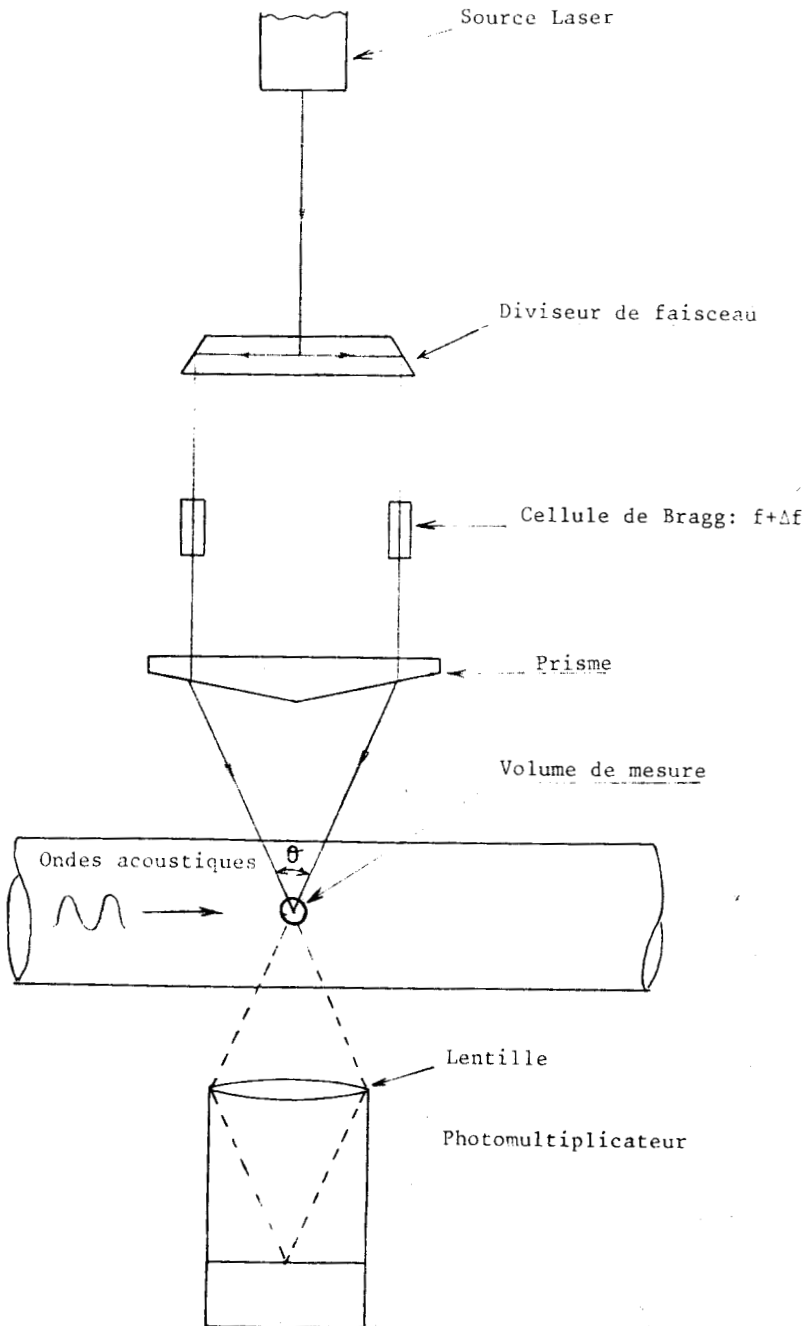


FIGURE 4.1 : Système anémométrie Laser Doppler

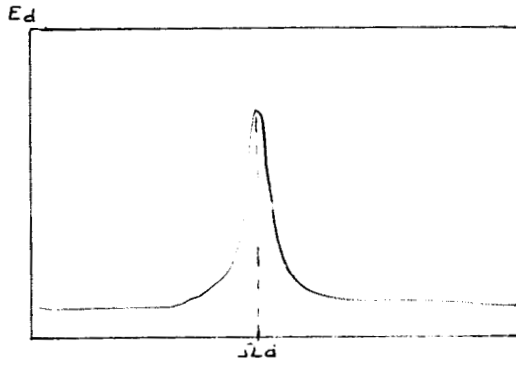


FIGURE 4.2(a) : Spèctre Doppler (particules au repos)

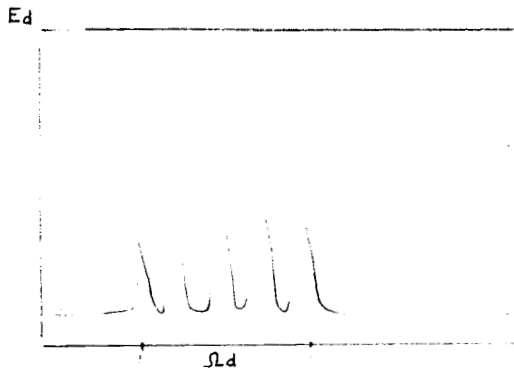
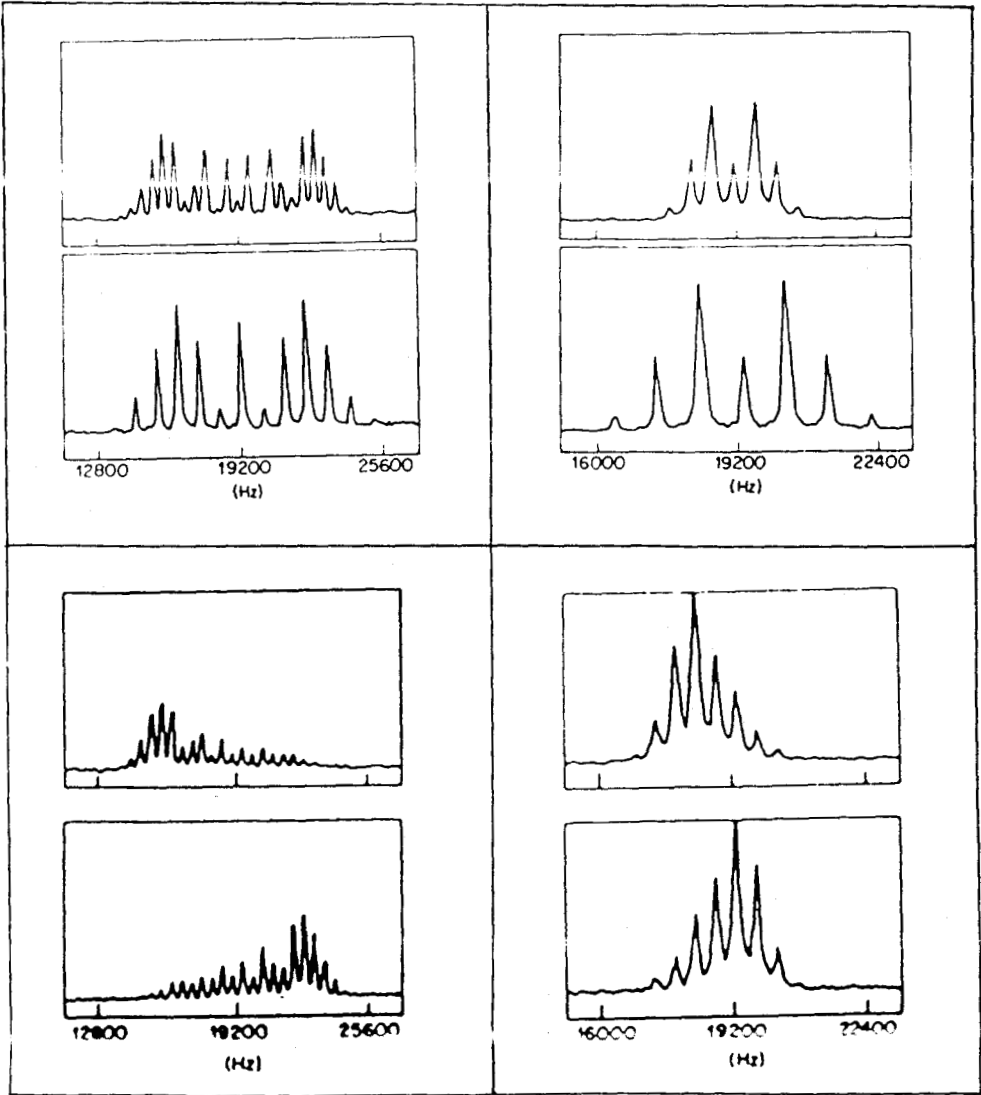


FIGURE 4.2(b) : Spèctre Doppler (particules en mouvement)

(a) : Spectre Doppler



(b) : Spectre Doppler-pression

FIGURES 4.2 Bis : Exemples de spectre obtenus par DAVIS et TAYLOR dans la référence [29]

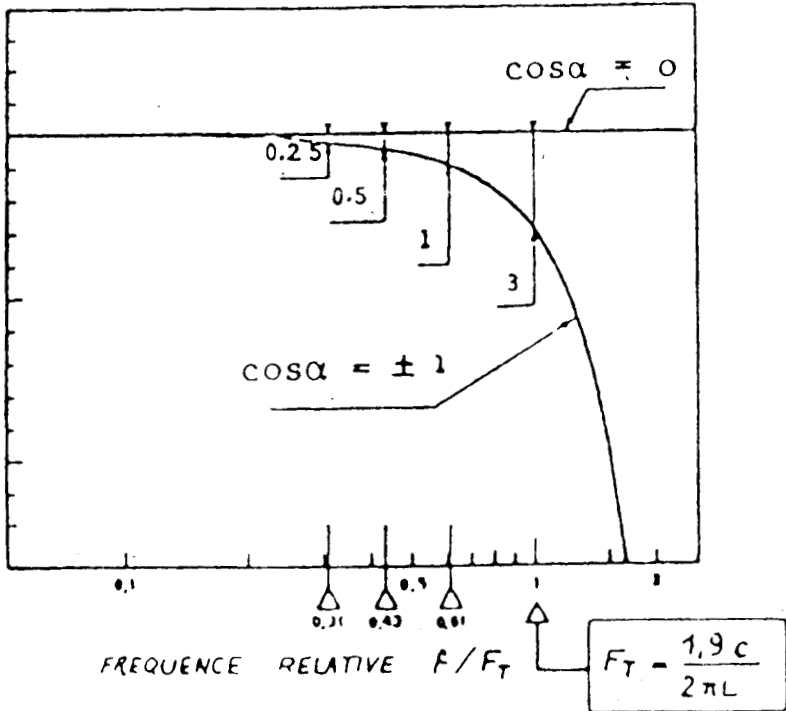


FIGURE 4.3 : Effet de convolution pour une onde plane due à l'approximation du gradient de pression par difference finies d'après [39]

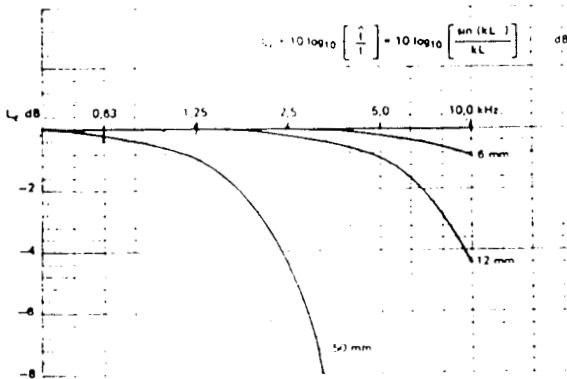
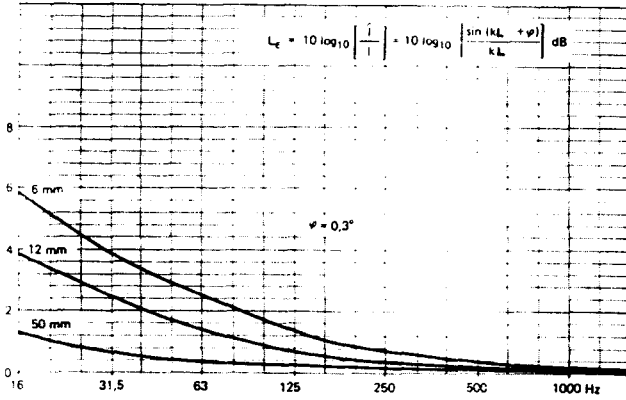
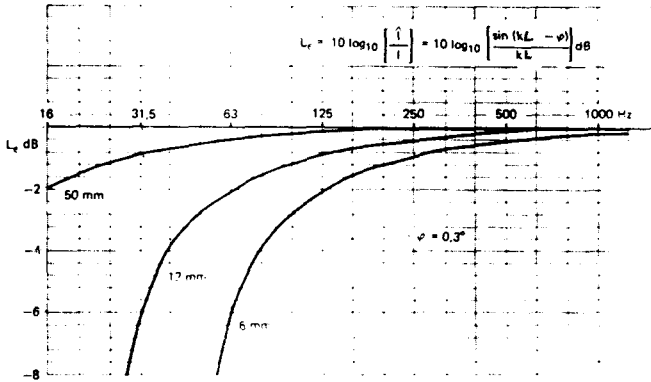


FIGURE 4.4 : Exemples d'erreurs dues à l'approximation du gradient de pression par les differences finies dans le cas de l'air d'après [36]



(a)



(b)

FIGURES 4.5(a,b): Exemples d'erreurs en basses fréquences avec un déphasage de 0.3° dans le cas de l'air d'après [36]



FIGURES DU CHAPITRE 5

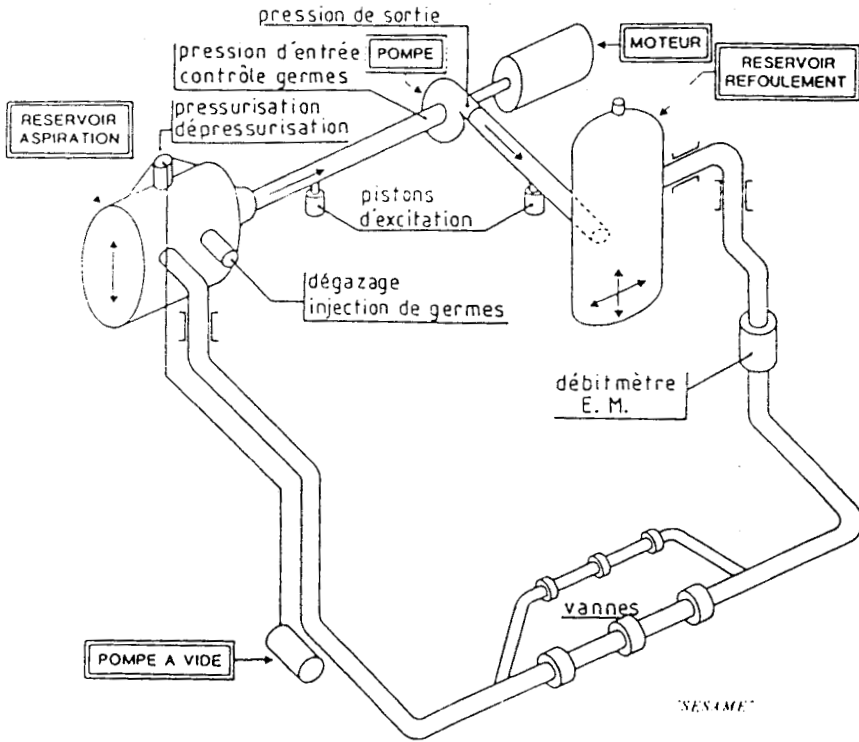


FIGURE 5-1: Boucle d'essais de pompes centrifuges.

∅ Intérieur = 80 mm
e = 1,5 mm

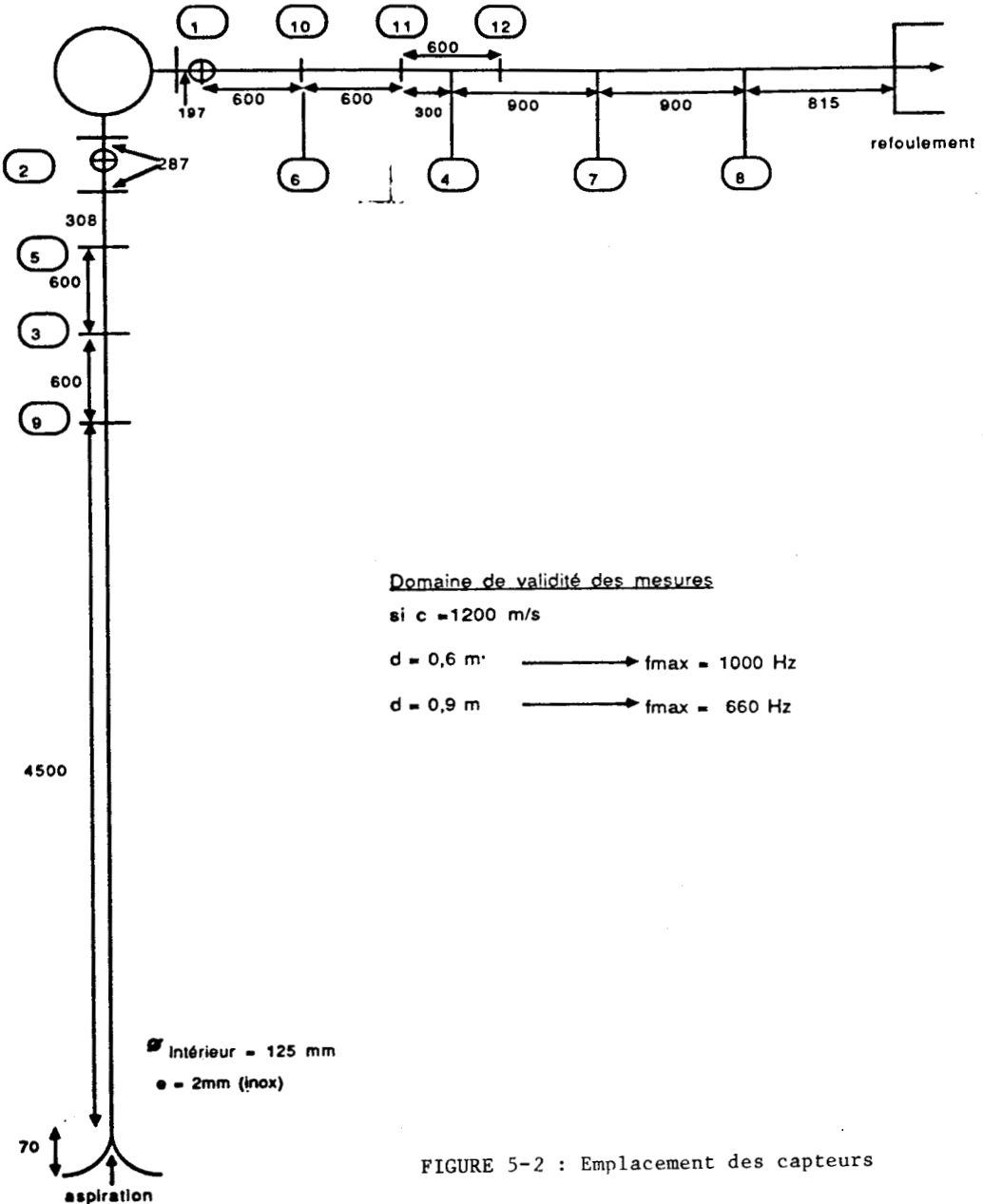
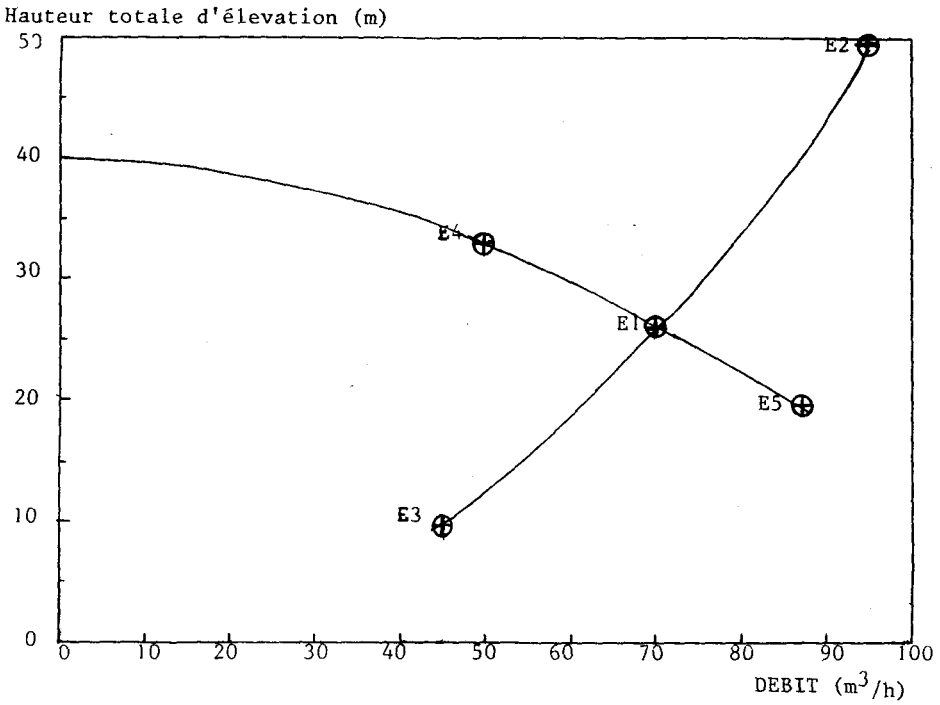


FIGURE 5-2 : Emplacement des capteurs



Point E1 :	Q _v = 70 m ³ /h	N = 1600 tr/min	H _t = 26.1 m
Point E2 :	Q _v = 94.8 m ³ /h	N = 2193 tr/min	H _t = 49.8 m
Point E3 :	Q _v = 43.8 m ³ /h	N = 990 tr/min	H _t = 9.95 m
Point E4 :	Q _v = 50 m ³ /h	N = 1600 tr/min	H _t = 33 m
Point E5 :	Q _v = 86.4 m ³ /h	N = 1600 tr/min	H _t = 18.8 m

FIGURE 5.3 : Points de fonctionnement de la pompe étudiée

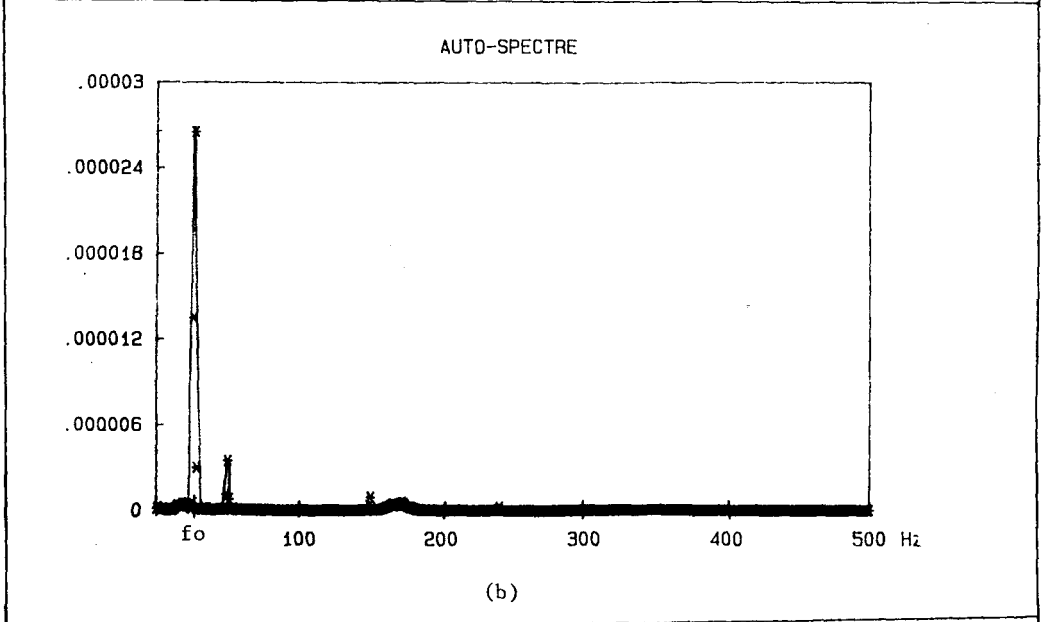
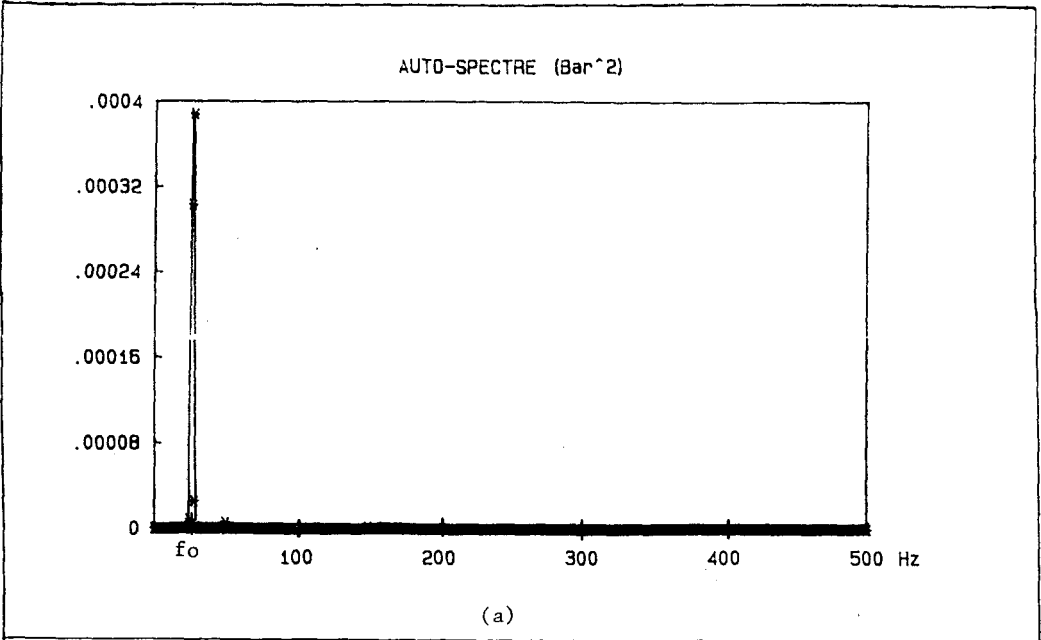


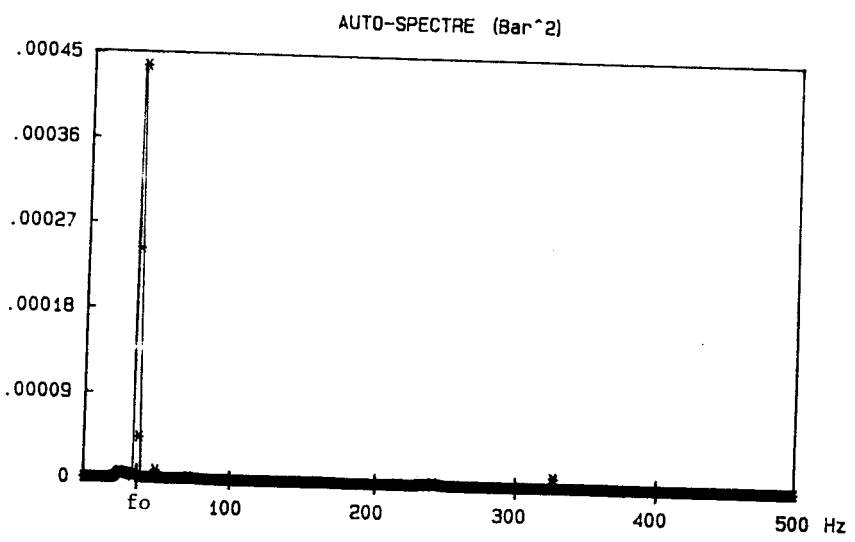
FIGURE: 5.4(a,b)

CONDITIONS D'ESSAI

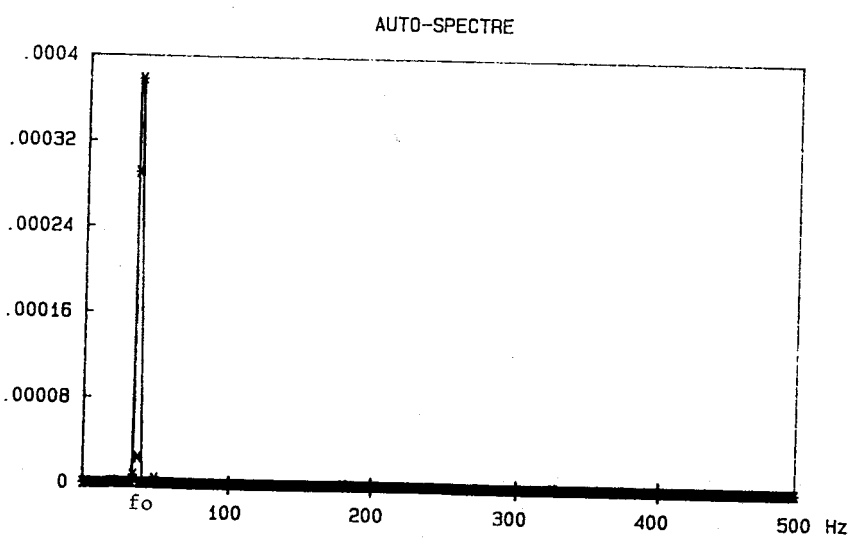
REGIME: E1 N=1600 tr/min Qv=70 m³/h
ASPIRATION Co=1150 m/s

AUTO-SPECTRES

(a) : CONFIGURATION | (0 - 0) (b) : CONFIGURATION (10 - 10)



(a)



(b)

FIGURE: 5.5 (a,b)

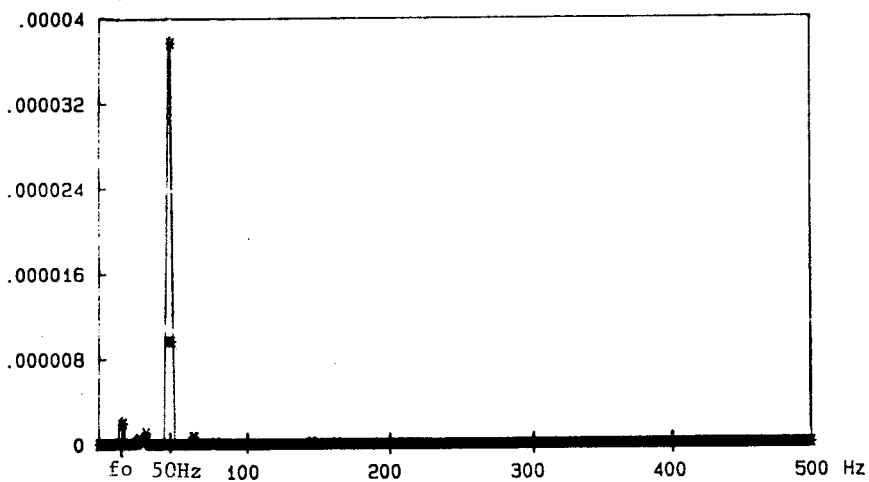
CONDITIONS D'ESSAI

REGIME: E2 $N=2200$ tr/min $Qv=94$ m³/h
ASPIRATION $Co=1150$ m/s

AUTO-SPECTRES

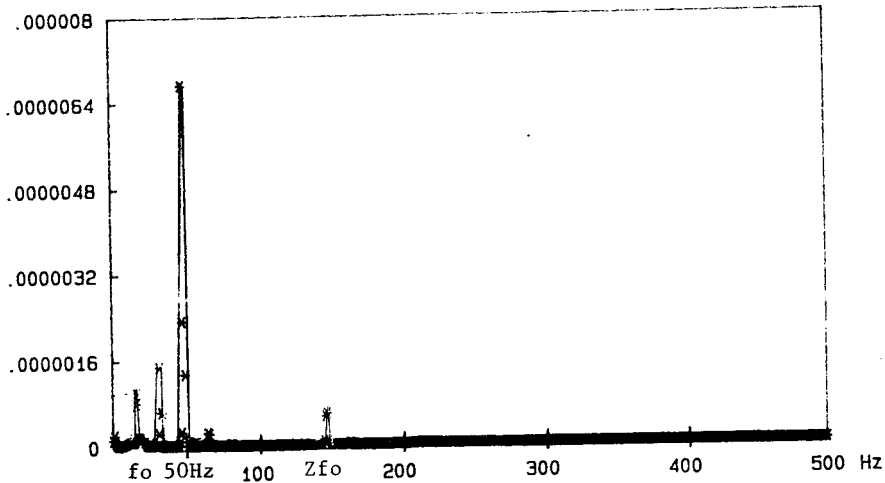
(a) : CONFIGURATION (0 - 0) (b) : CONFIGURATION (10 - 10)

AUTO-SPECTRE (Bar²)



(a)

AUTO-SPECTRE



(b)

FIGURE: 5.6 (a,b)

CONDITIONS D'ESSAI

REGIME: E3 N=990 tr/min $Q_v=43 \text{ m}^3/\text{h}$

ASPIRATION

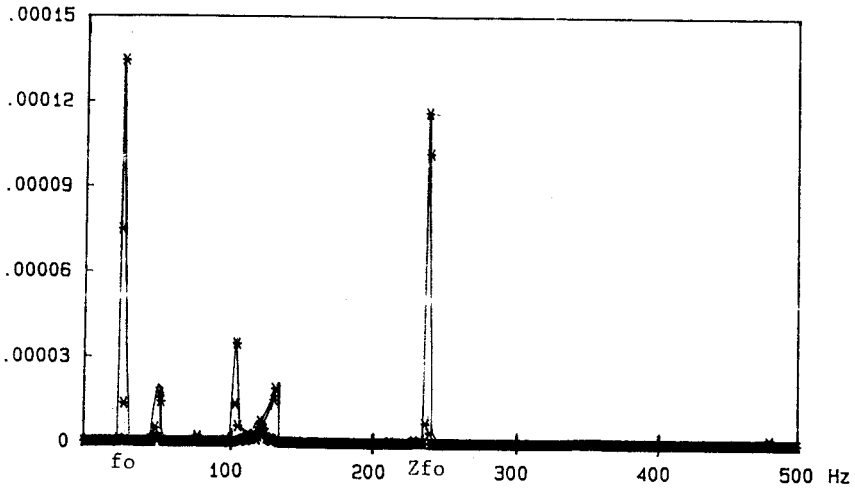
$C_0=1150 \text{ m/s}$

AUTO-SPECTRES

(a) : CONFIGURATION (0 - 0)

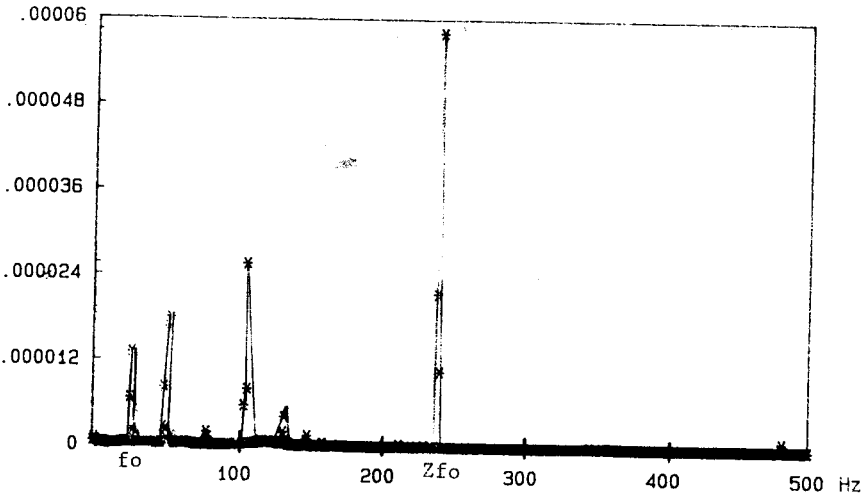
(b) : CONFIGURATION (10 - 10)

AUTO-SPECTRE (Bar²)



(a)

AUTO-SPECTRE



(b)

FIGURE: 5.7(a,b)

CONDITIONS D'ESSAI

REGIME: E1

N=1600 tr/min

Qv= 70 m³/h

REFOULEMENT

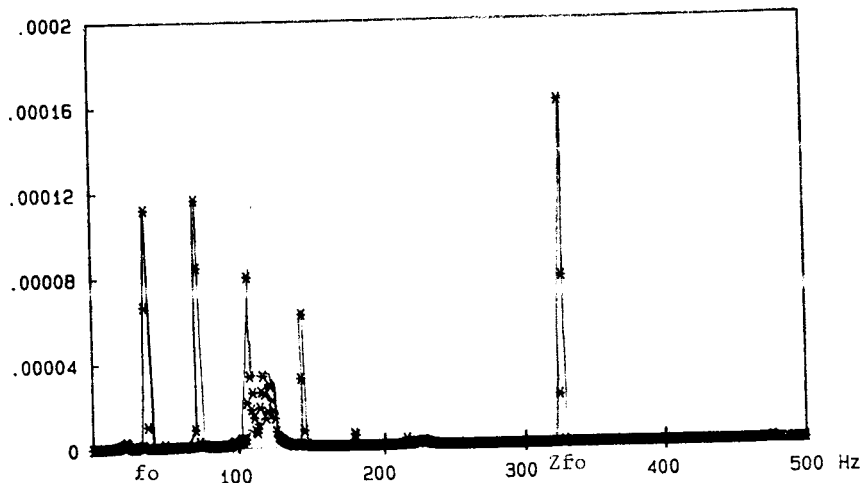
Co=1200 m/s

AUTO-SPECTRES

(a) : CONFIGURATION (0 - 0)

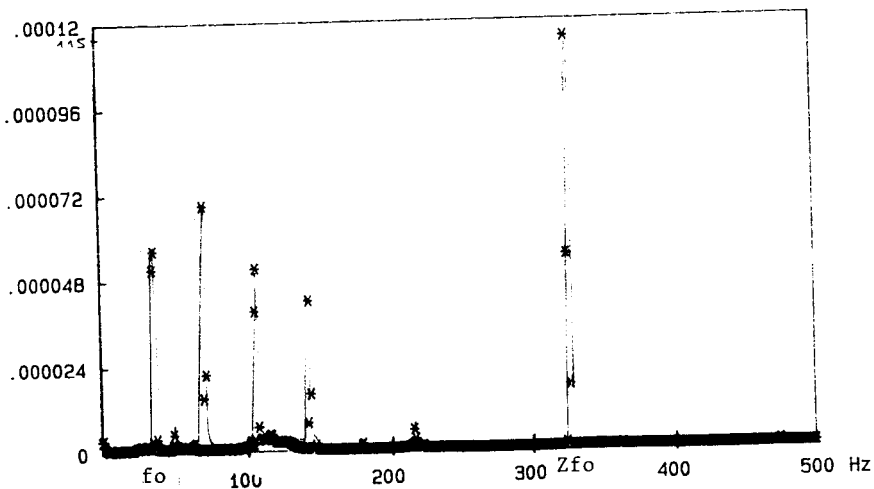
(b) : CONFIGURATION (10 - 10)

AUTO-SPECTRE (Bar²)



(a)

AUTO-SPECTRE



(b)

FIGURE: 5.8(a,b)

CONDITIONS D'ESSAI

REGIME: E2 N=2200 tr/min Qv=94 m³/h
REFOULEMENT Co=1200 m/s

AUTO-SPECTRES

(a) : CONFIGURATION (0 - 0) (b) : CONFIGURATION (10 - 10)

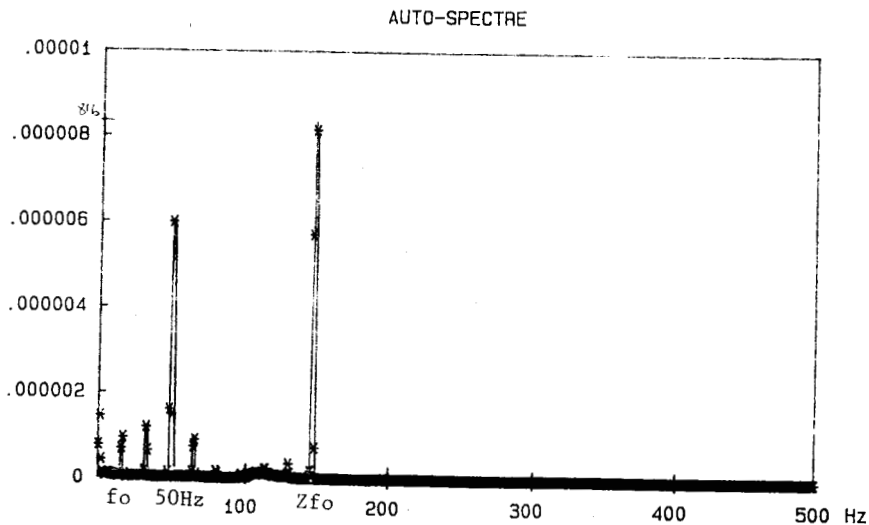
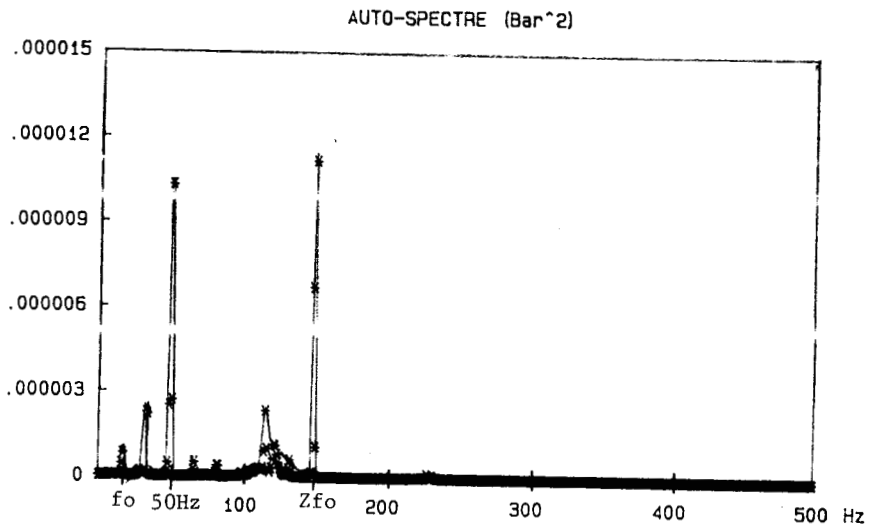


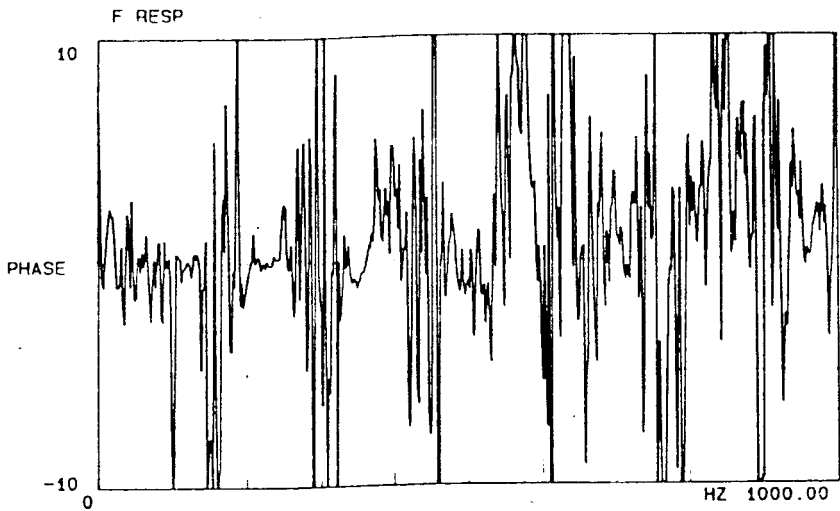
FIGURE: 5.9 (a,b)

CONDITIONS D'ESSAI

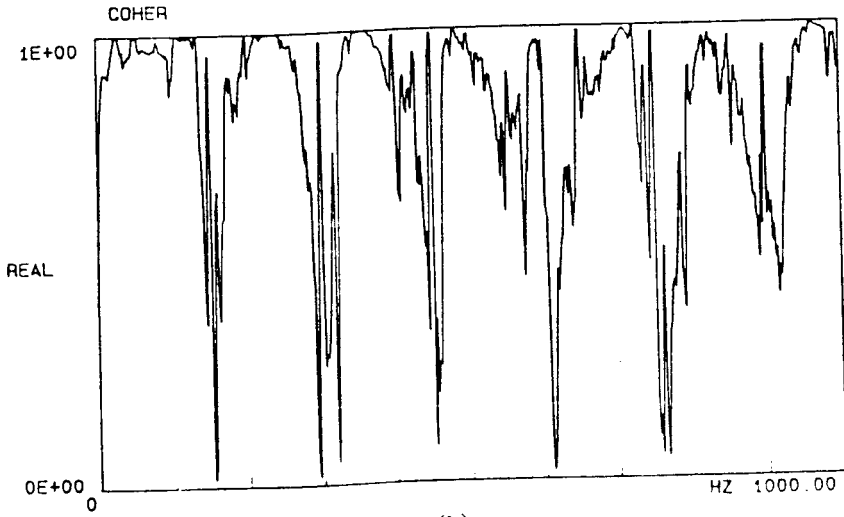
REGIME: E3 N=990 tr/min Qv=43 m³/h
REFOULEMENT Co=1200 m/s

AUTO-SPECTRES

(a) : CONFIGURATION (0 - 0) (b) : CONFIGURATION (10- 10)

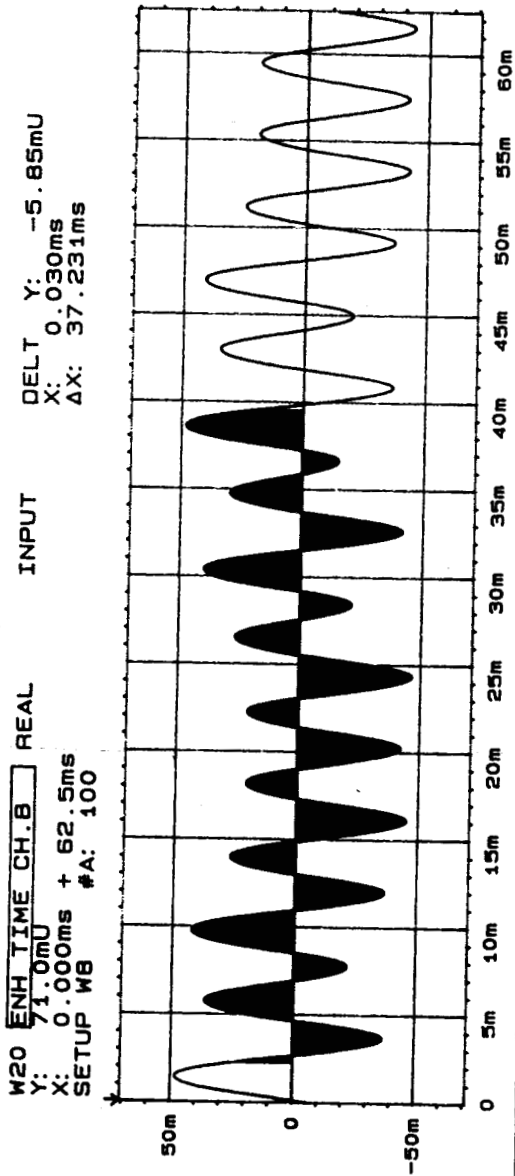


(a)



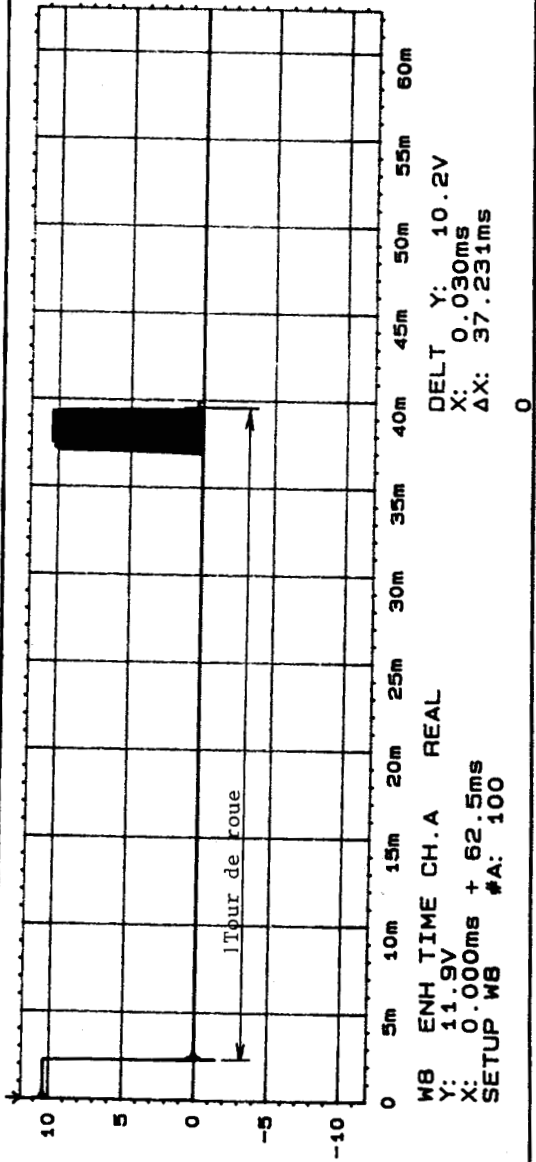
(b)

FIGURES 5.10(a,b): Capteurs 6 et 10 en opposition



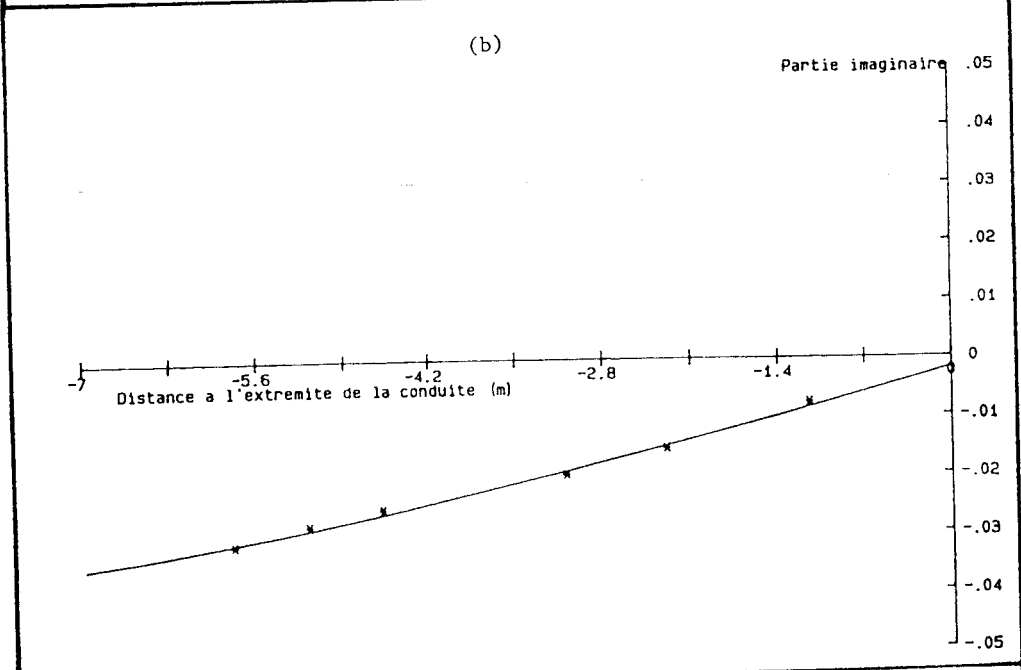
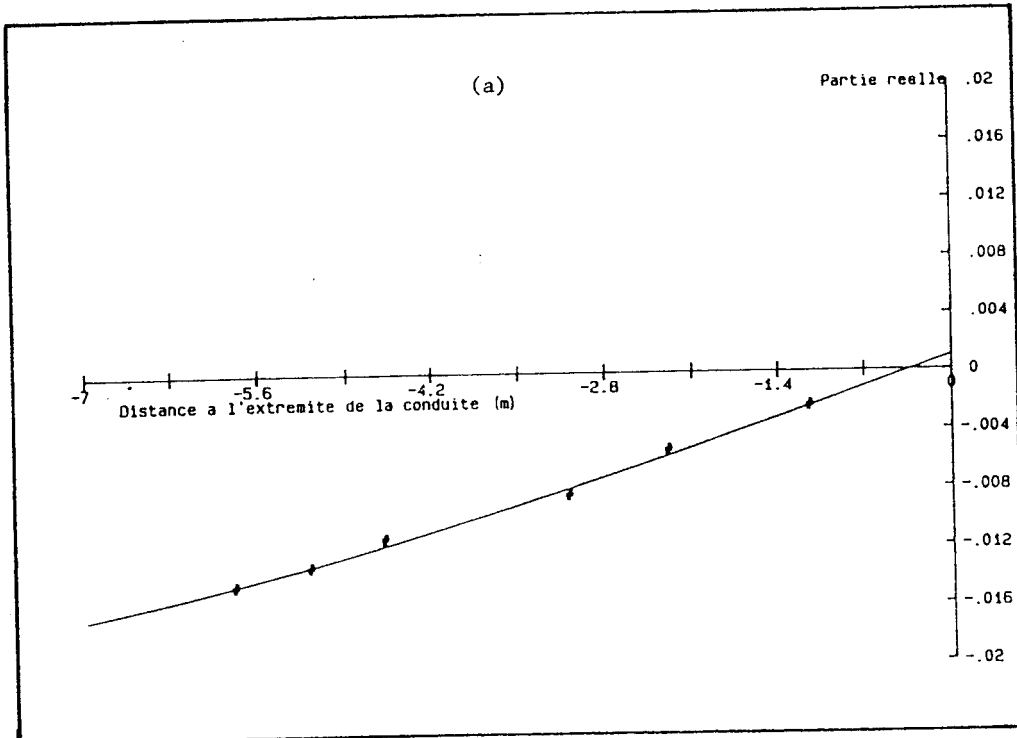
(a)

Evolution de la pression en fonction du temps (capteur 7)

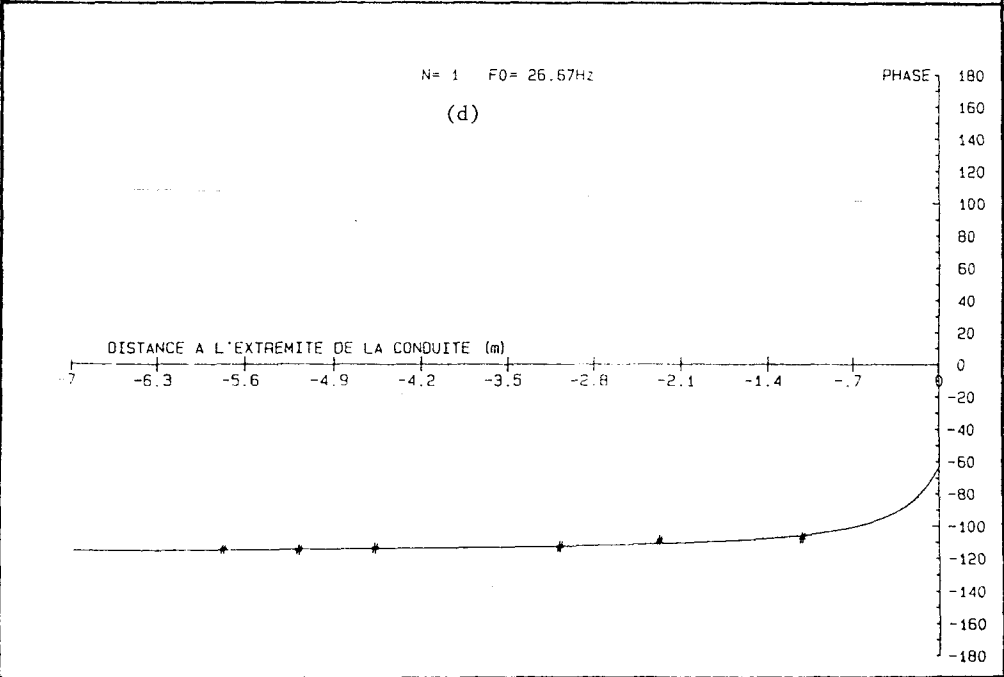
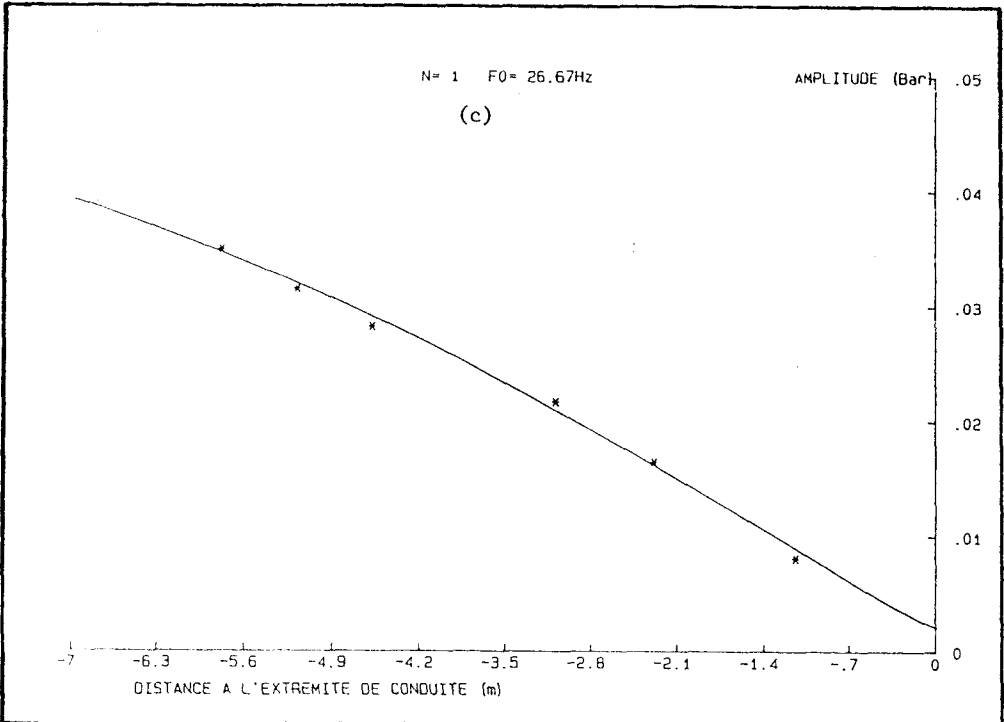


(b)

Signal de déclenchement

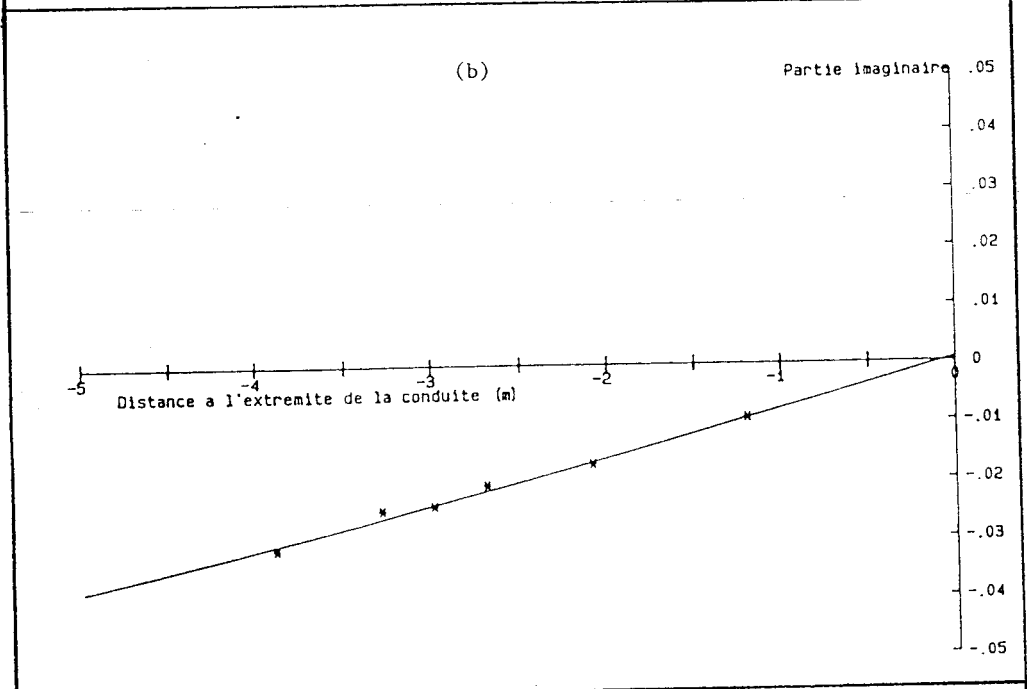
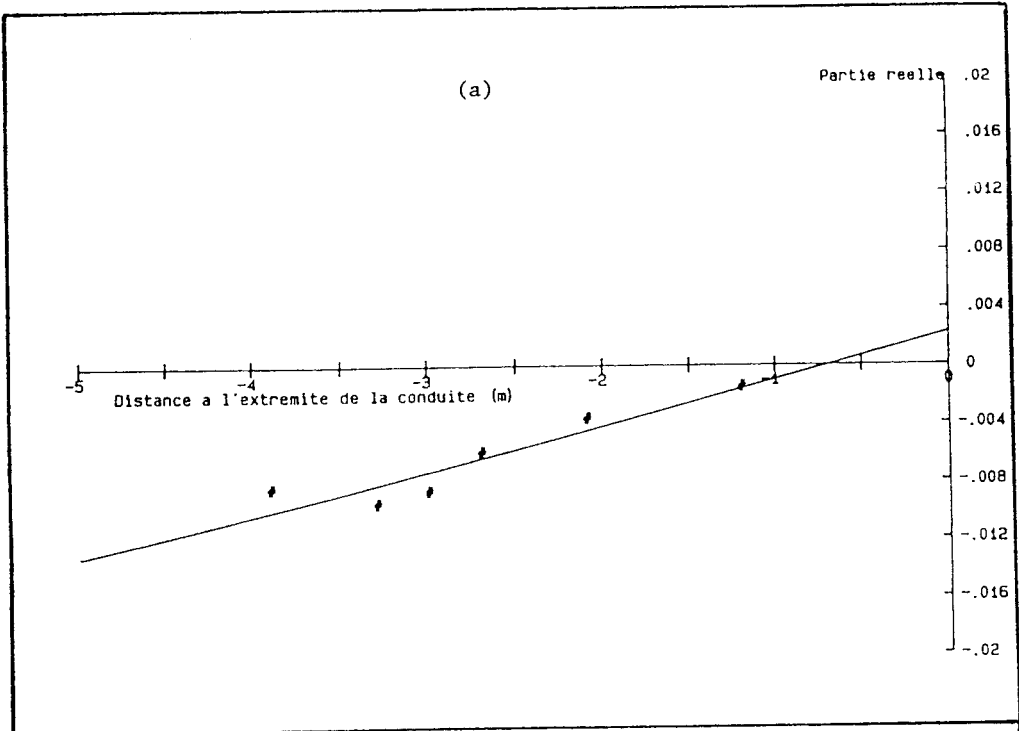


FIGURES 5.12(a,b)
Reconstitution de l'onde de pression à la fréquence de rotation
à l'aspiration. Configuration(0 - 0)



FIGURES 5.12(c,d)

Reconstitution de l'onde de pression à la fréquence de rotation à l'aspiration. Configuration(0 - 0)



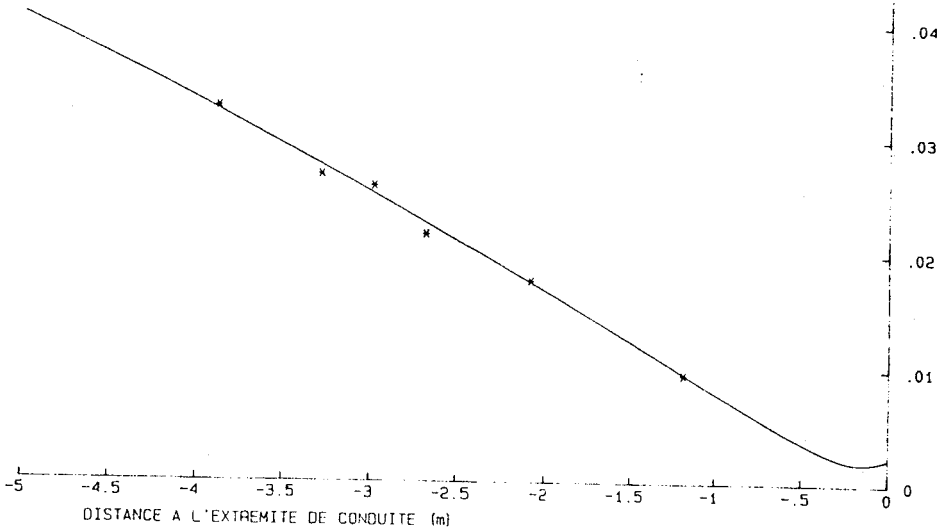
FIGURES 5.13(a,b)

Reconstitution de l'onde de pression à la fréquence de rotation au refoulement. Configuration(0 - 0)

N= 1 F0= 26.67Hz

AMPLITUDE (Bar) .05

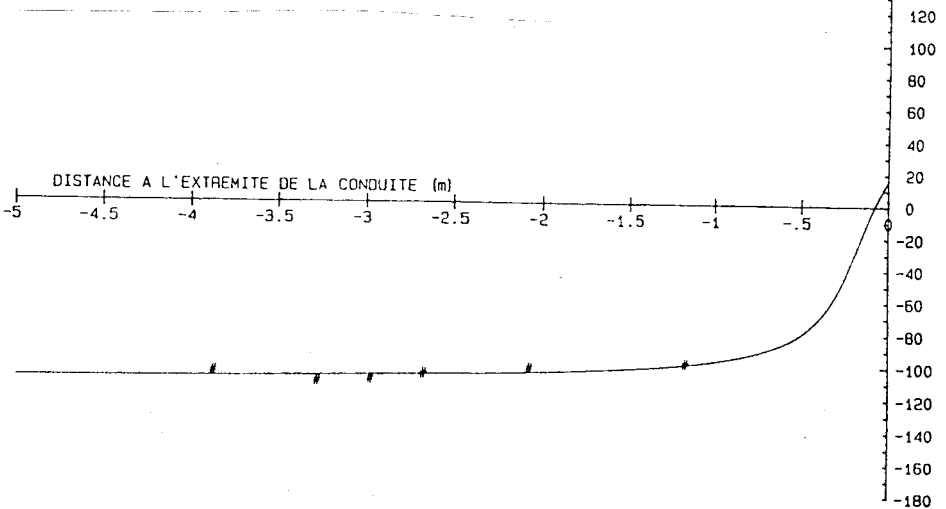
(c)



N= 1 F0= 26.67Hz

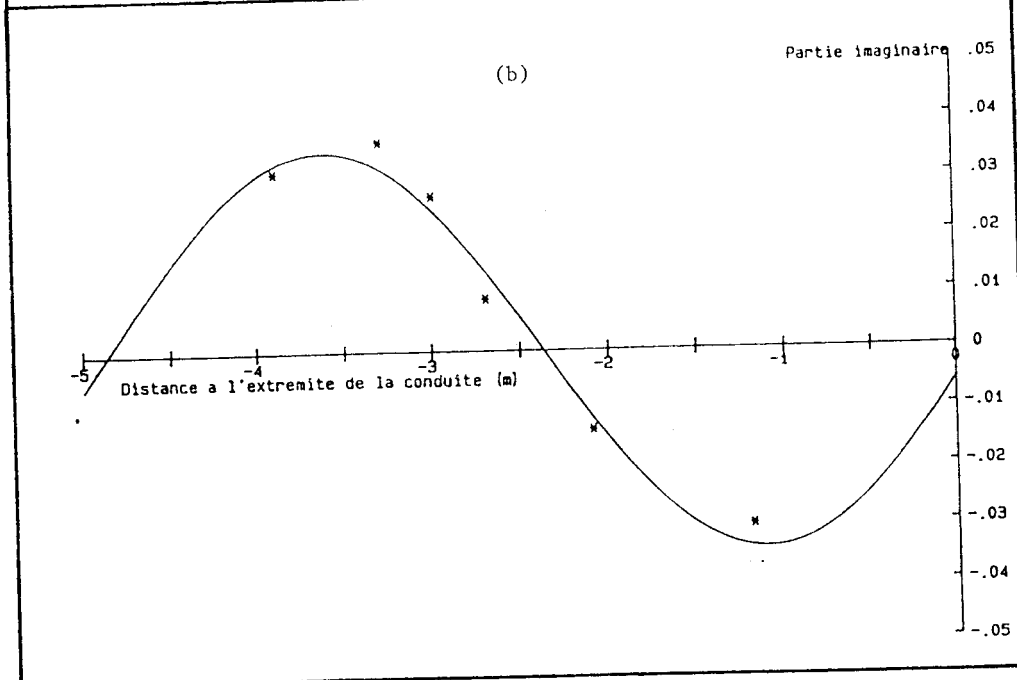
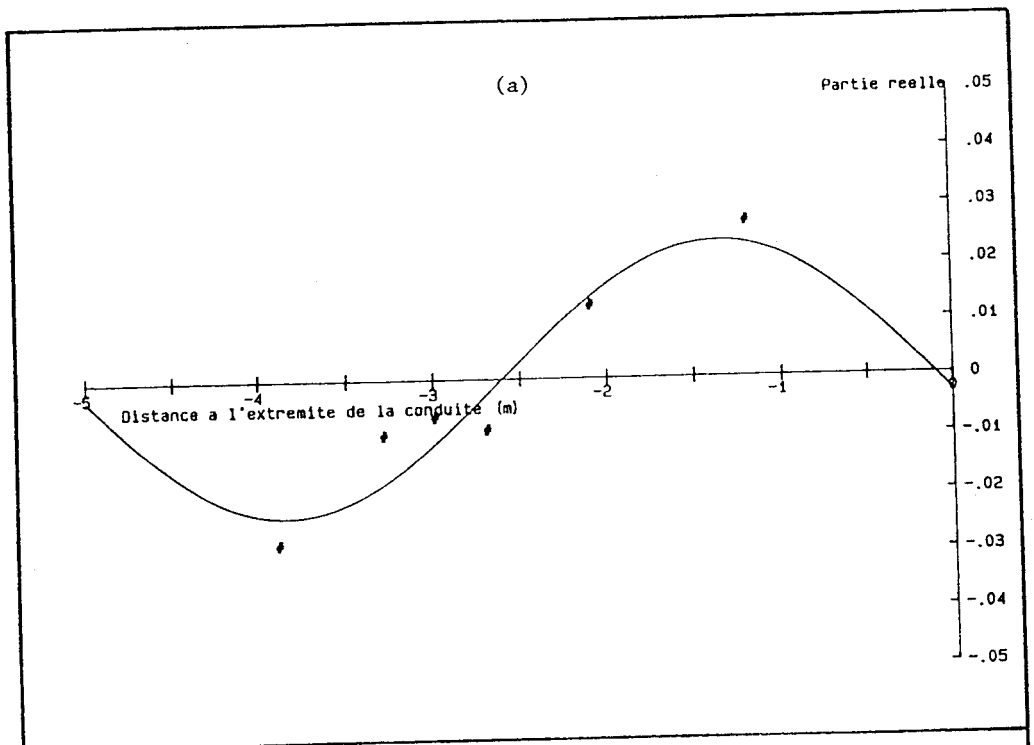
PHASE 180

(d)



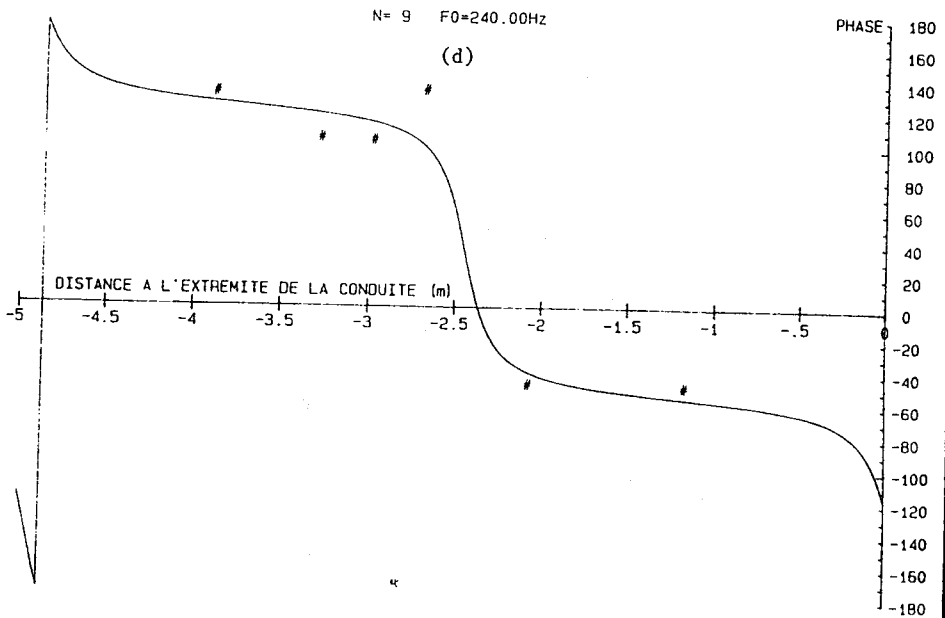
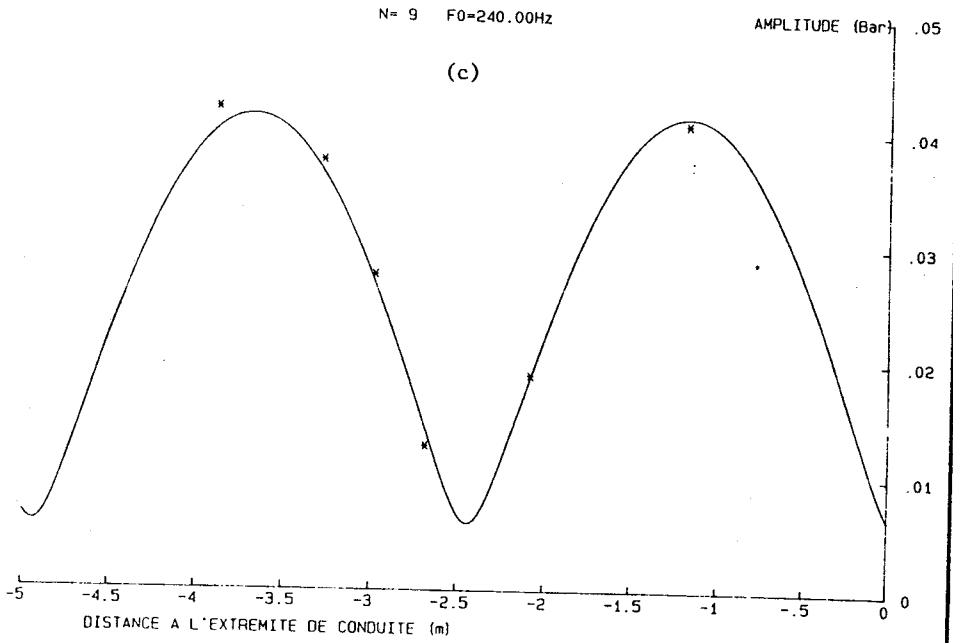
FIGURES 5.13(c,d)

Reconstitution de l'onde de pression à la fréquence de rotation au refoulement. Configuration(0 - 0)



FIGURES 5.14(a,b)

Reconstitution de l'onde de pression à la fréquence de passage des aubages (240 Hz) au refoulement. Configuration (0 - 0)



FIGURES 5.14(c,d)

Reconstitution de l'onde de pression à la fréquence de passage des aubages au refoulement. Configuration (0 - 0)

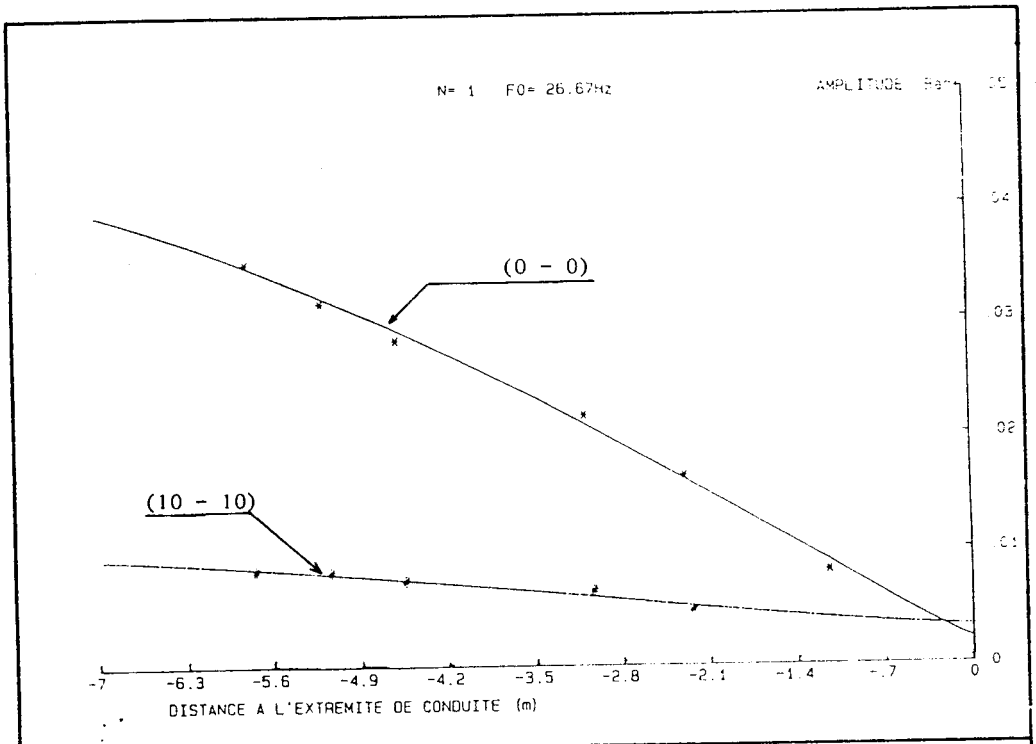
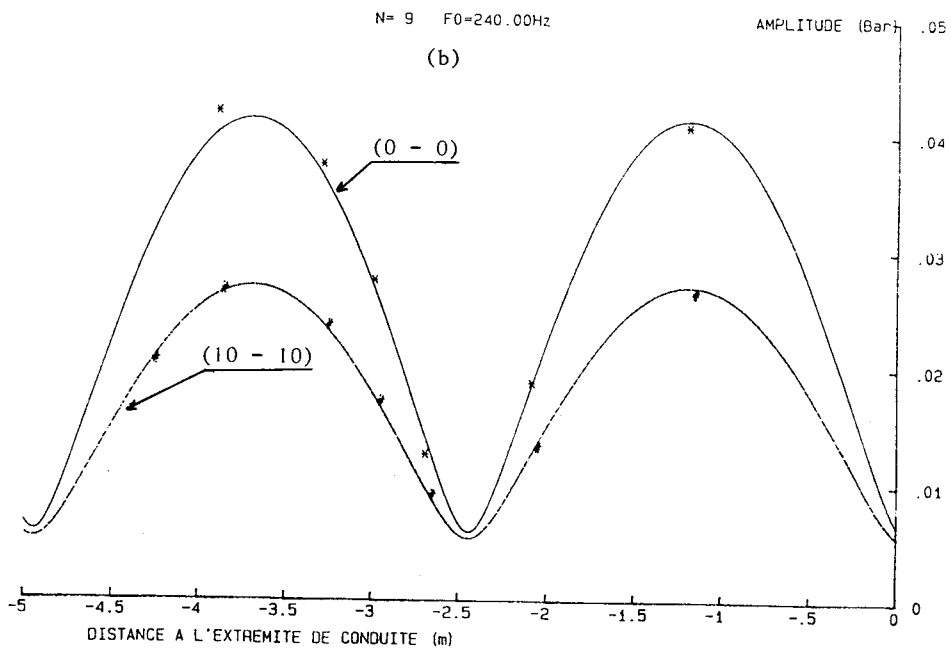
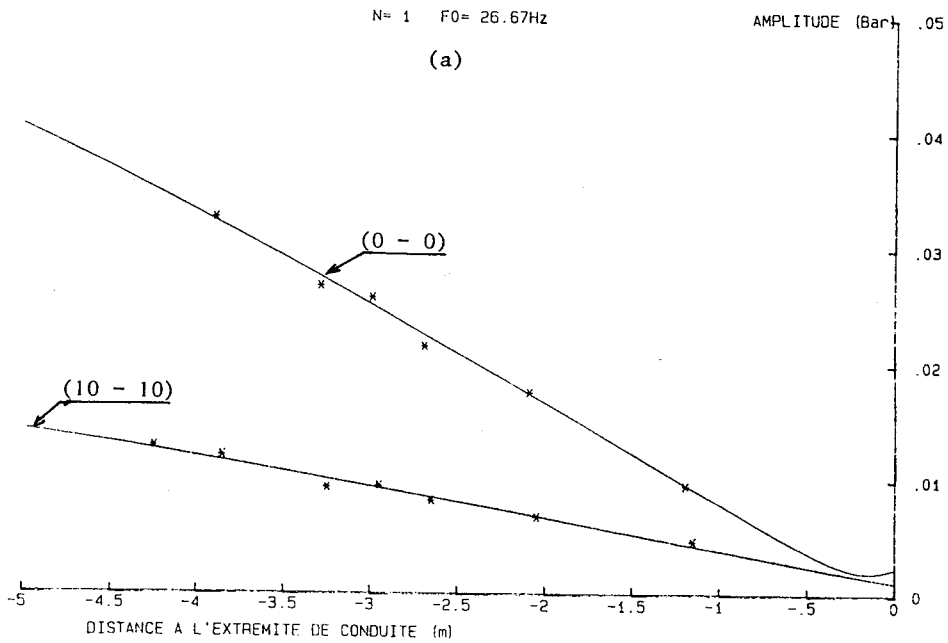


FIGURE 5.15

Effet du dispositif d'atténuation du caractère fortement réverbérant à l'aspiration.



FIGURES 5.16(a,b)

Effet du dispositif d'atténuation du caractère fortement réverbérant au refoulement

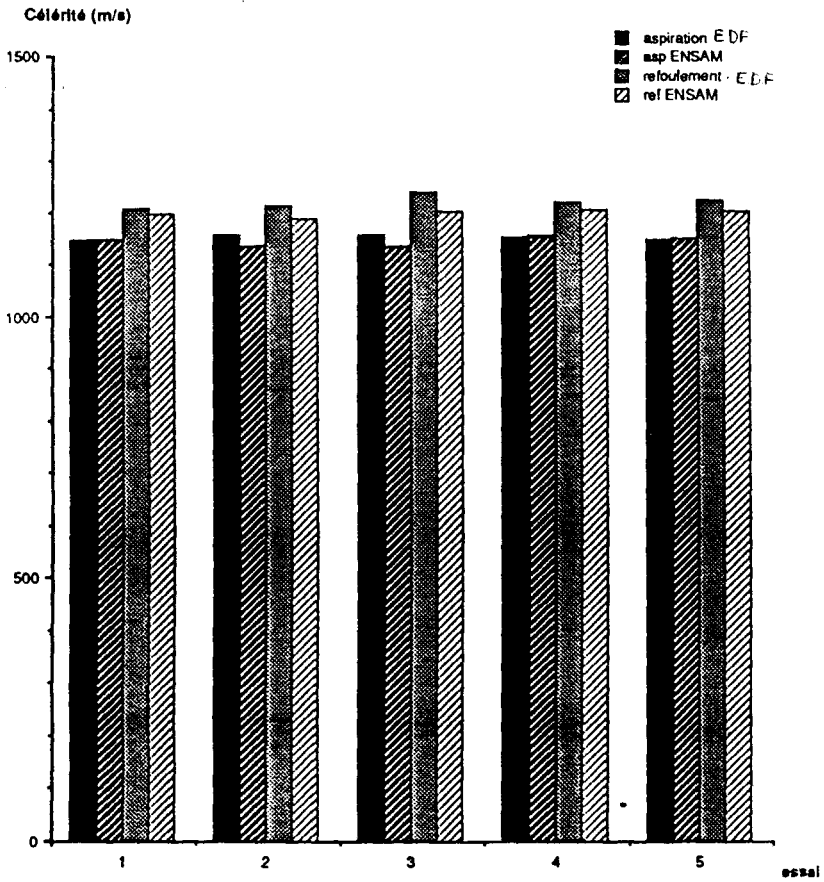
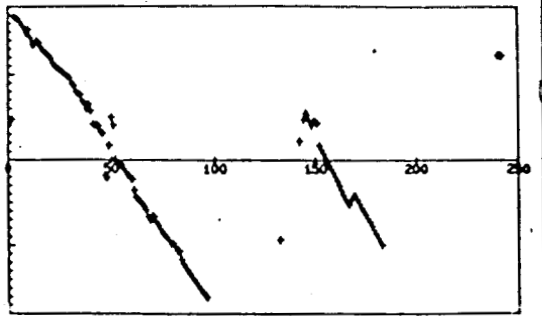
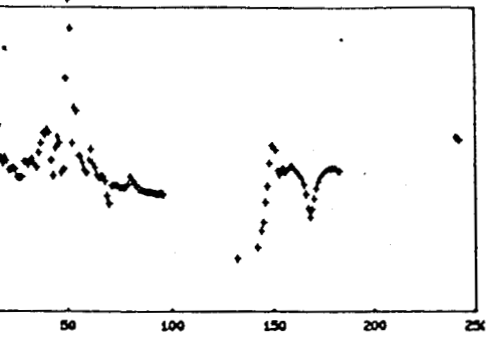
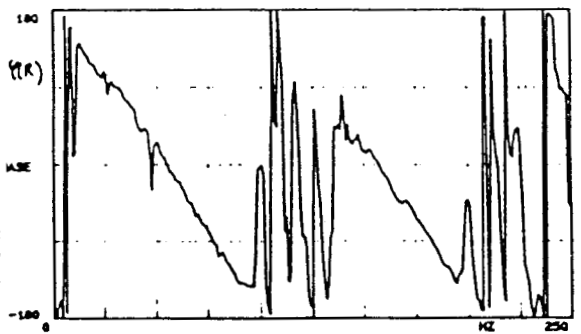
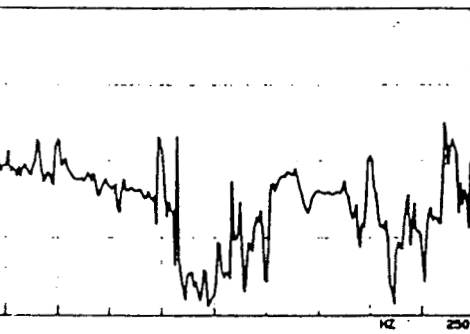


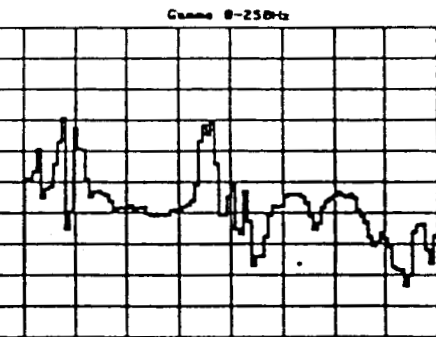
FIGURE 5-17 : Célérité des ondes obtenue expérimentalement par notre équipe et celle de E.D.F/D.E.R lors des essais organisés par la S.H.F (Société Hydrotechnique de France) sur la boucle "SESAME"



(a)



(b)



(c)

FIGURES 5.18(a,b,c)

REGIME : E1

ASPIRATION

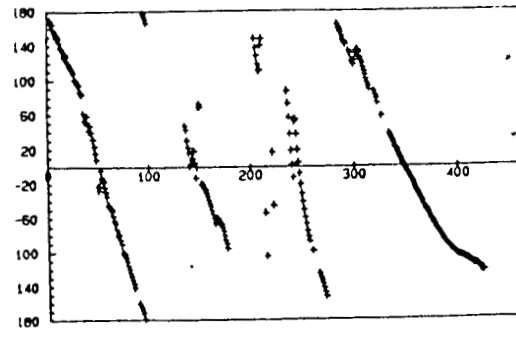
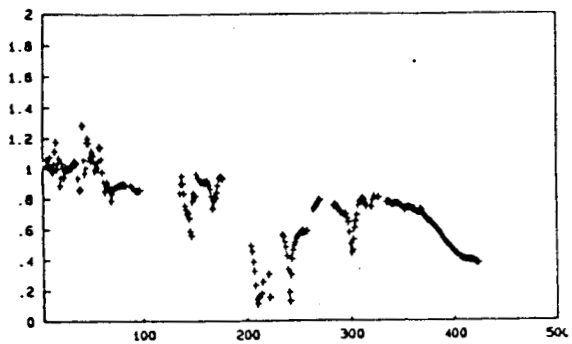
CONFIGURATION (0 - 0)

Amplitudes et phases du coefficient de réflexion obtenues par

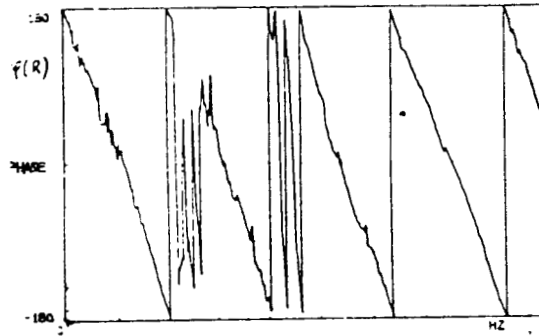
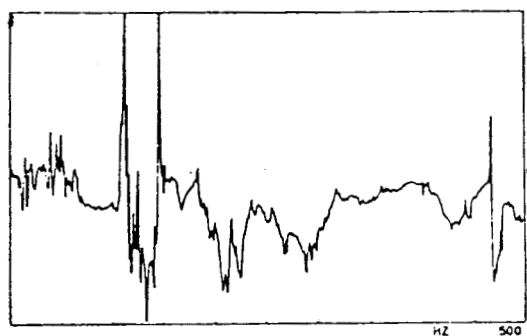
(a): L'E.N.S.A.M (Lille)

(b): L'E.D.F (Clamart)

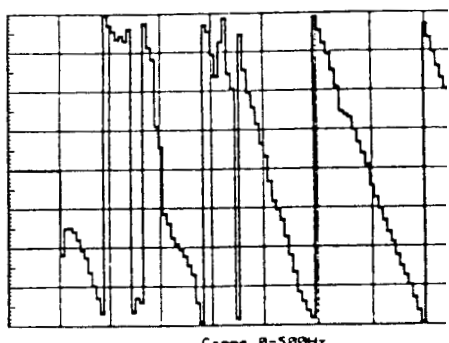
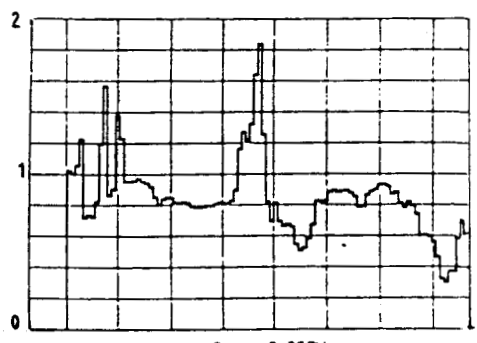
(c): Le C.E.T.I.M (Senlis)



(a)



(b)



(c)

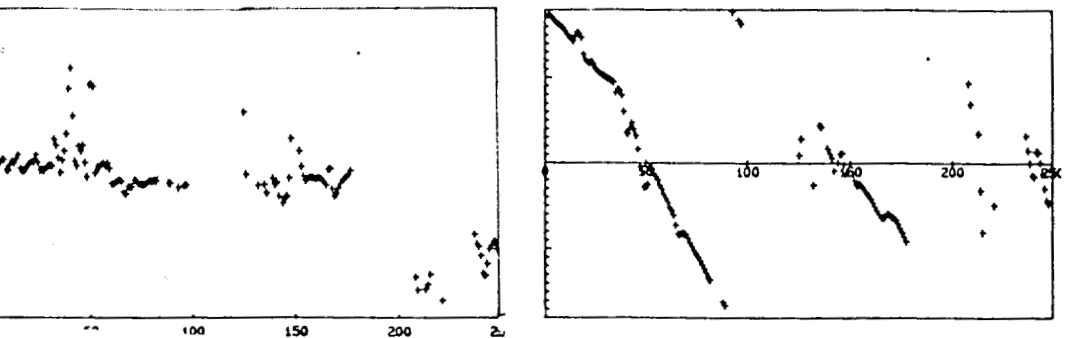
FIGURES 5.19(a,b,c)

REGIME : E2

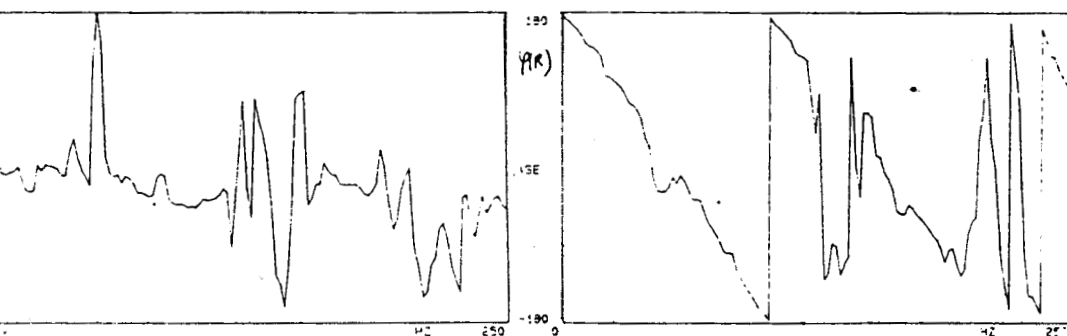
ASPIRATION

CONFIGURATION (0 - 0)

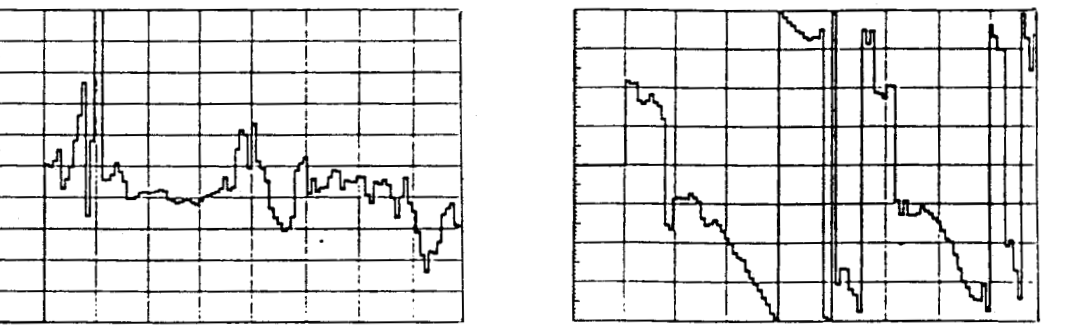
Amplitudes et phases du coefficient de réflexion obtenues par
 (a): L'E.N.S.A.M (Lille)
 (b): L'E.D.F (Clamart)
 (c): Le C.E.T.I.M (Senlis)



(a)



(b)

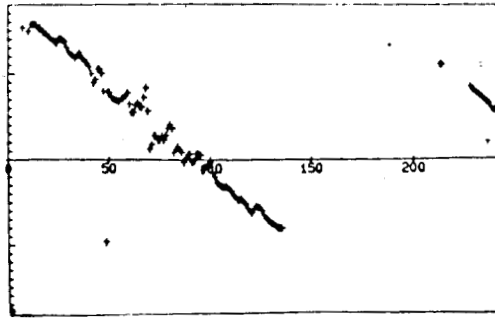
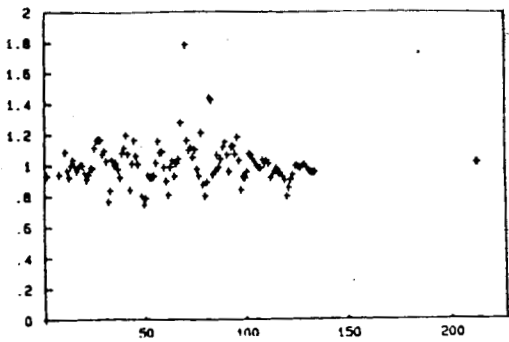


(c)

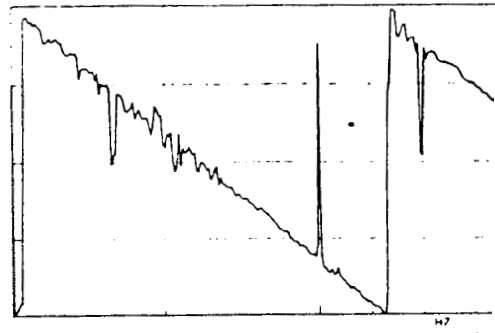
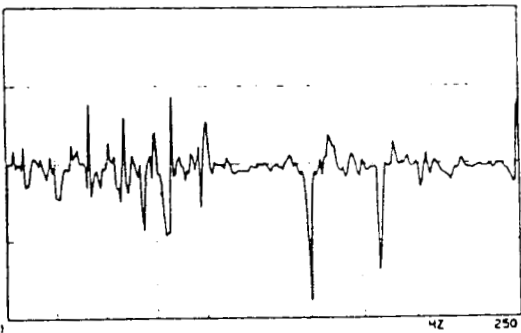
FIGURES 5.20(a,b,c)

REGIME : E3 ASPIRATION CONFIGURATION (0 - 0)

Amplitudes et phases du coefficient de réflexion obtenues par
(a): L'E.N.S.A.M (Lille)
(b): L'E.D.F (Clamart)
(c): Le C.E.T.I.M (Senlis)

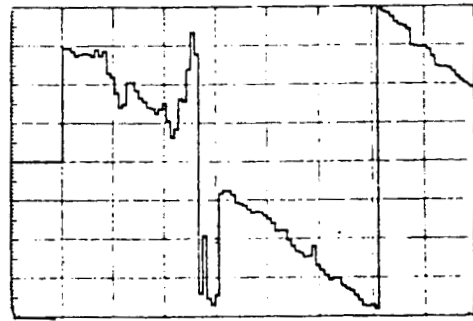
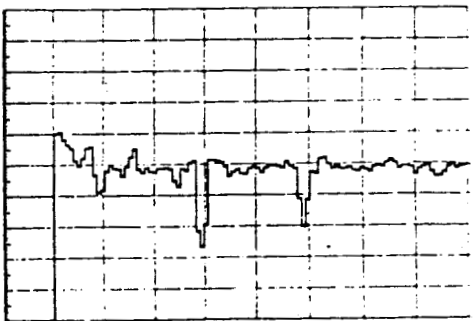


(a)



(b)

Canne 0-250Hz



(c)

FIGURES 5.21(a,b,c)

REGIME :E1

REFOULEMENT

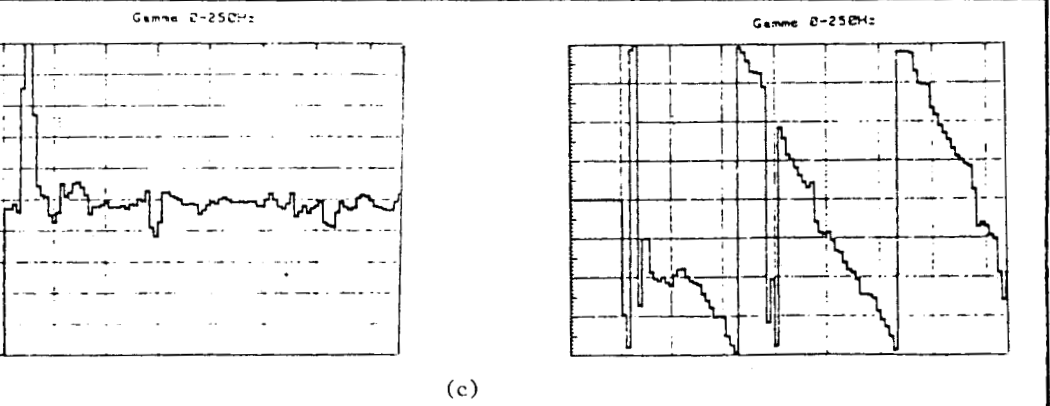
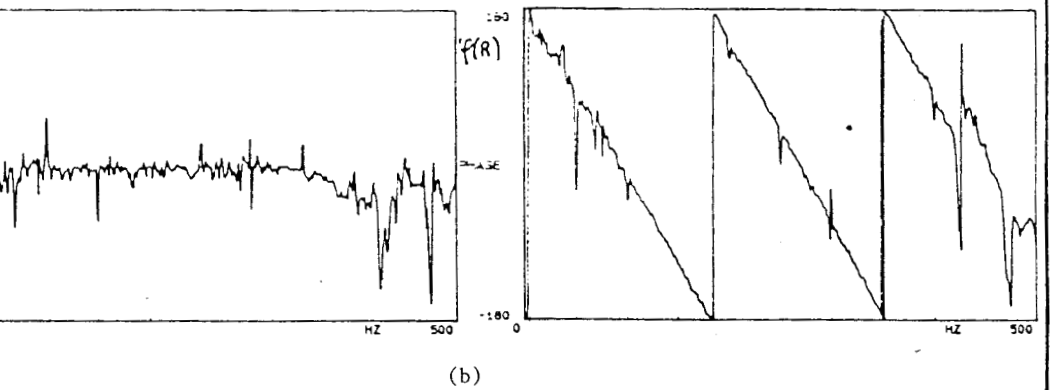
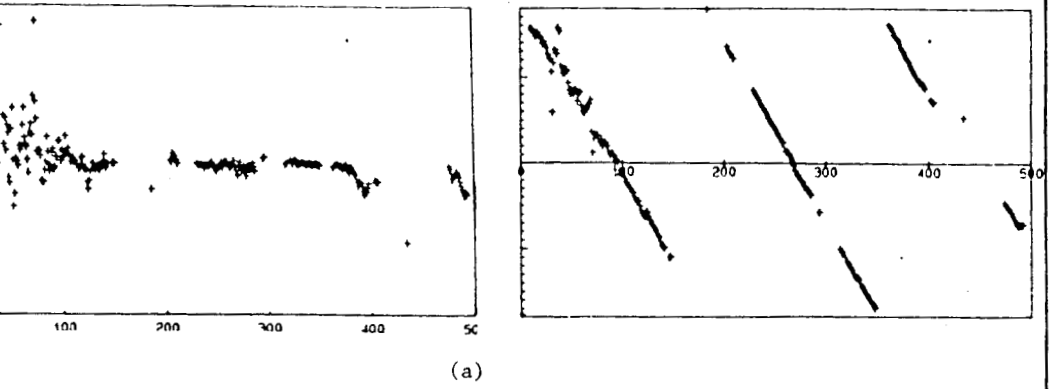
CONFIGURATION (0 - 0)

Amplitudes et phases du coefficient de réflexion obtenues par

(a): L'E.N.S.A.M (Lille)

(b): L'E.D.F (Clamart)

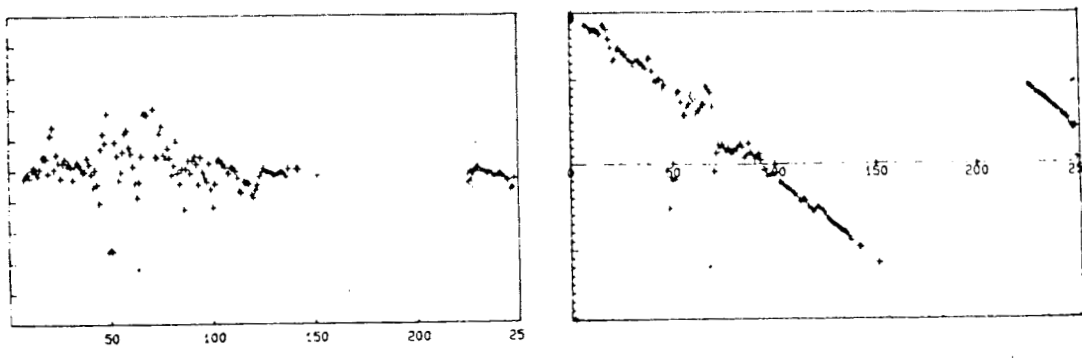
(c): Le C.E.T.I.M (Senlis)



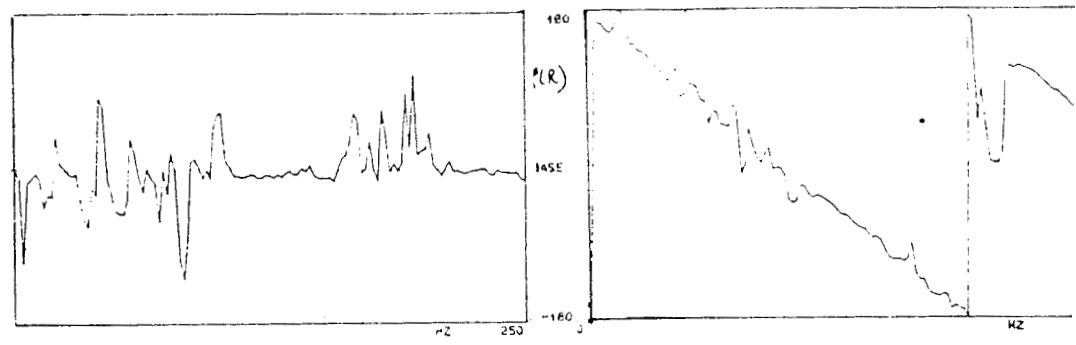
FIGURES 5.22(a,b,c)

REGIME : E2 REFOULEMENT CONFIGURATION (0 - 0)

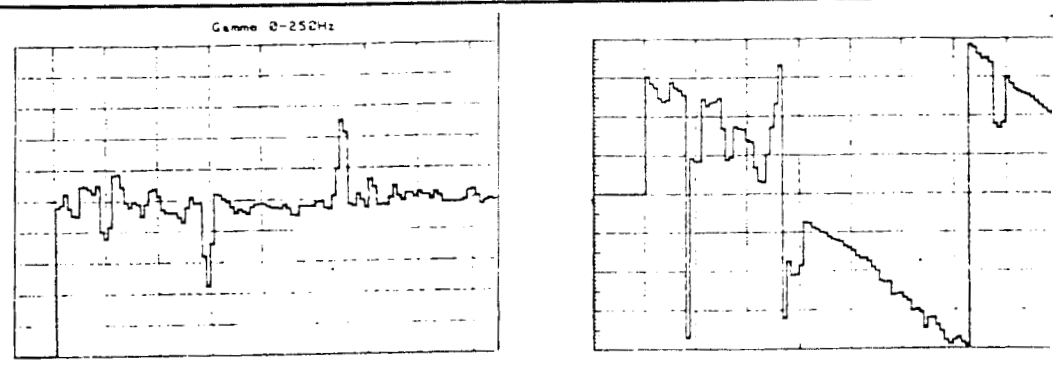
Amplitudes et phases du coefficient de réflexion obtenues par
(a): L'E.N.S.A.M (Lille)
(b): L'E.D.F (Clamart)
(c): Le C.E.T.I.M (Senlis)



(a)



(b)



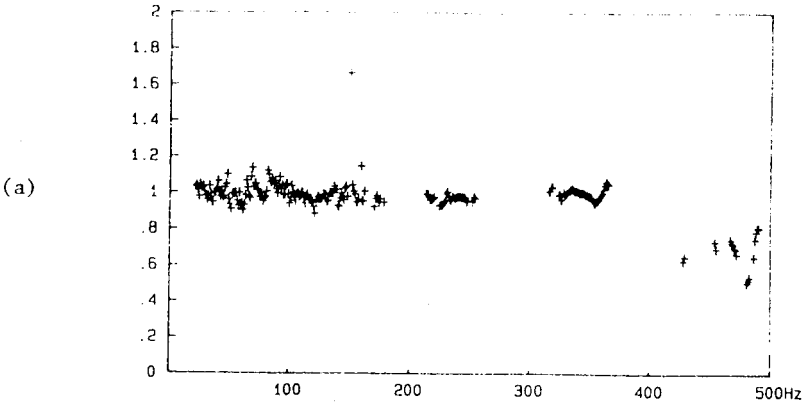
(c)

FIGURES 5.23(a,b,c)

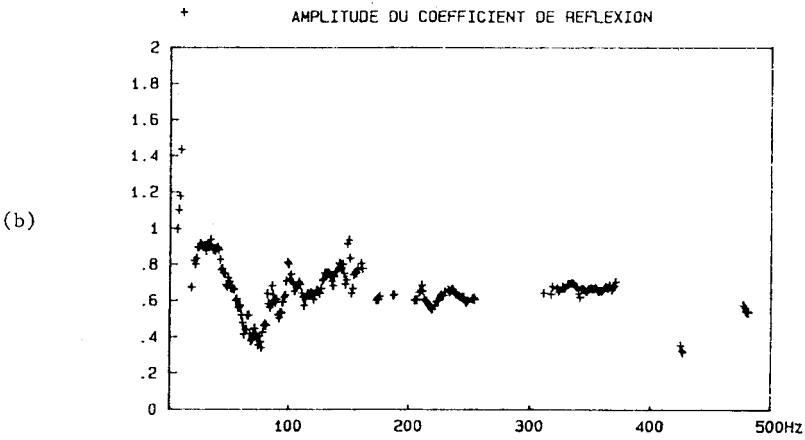
REGIME : E3 REFOULEMENT CONFIGURATION (0 - 0)

Amplitudes et phases du coefficient de réflexion obtenues par
 (a): L'E.N.S.A.M (Lille)
 (b): L'E.D.F (Clamart)
 (c): Le C.E.T.I.M (Senlis)

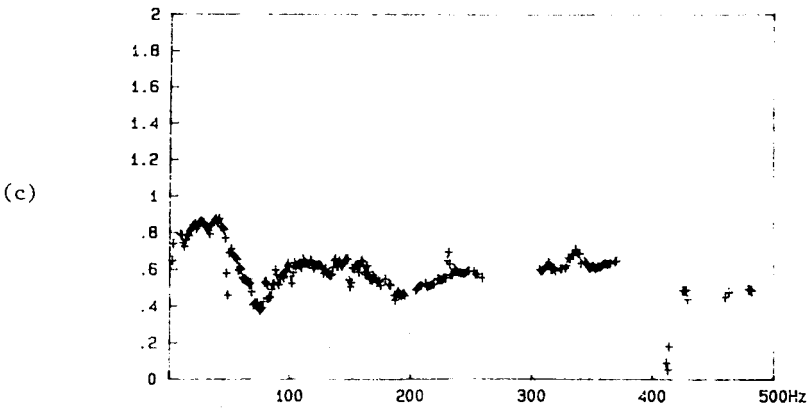
AMPLITUDE DU COEFFICIENT DE REFLEXION



AMPLITUDE DU COEFFICIENT DE REFLEXION



AMPLITUDE DU COEFFICIENT DE REFLEXION



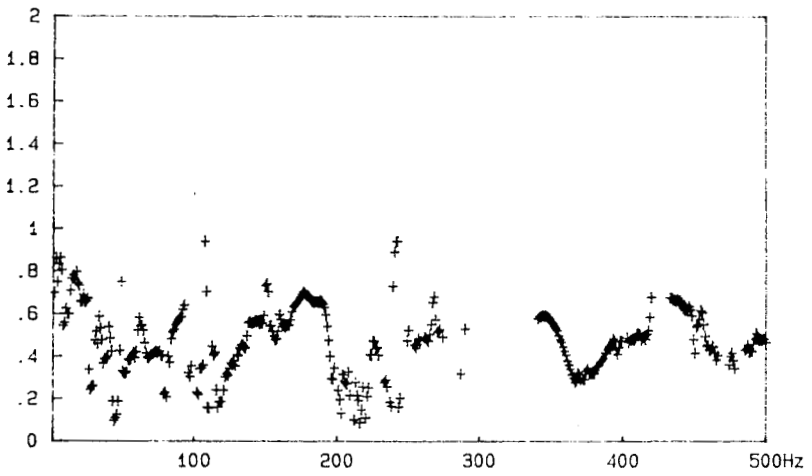
FIGURES 5.24(a,b,c)

(a): Configuration (0 - 0)

(b): Configuration (0 - 5)

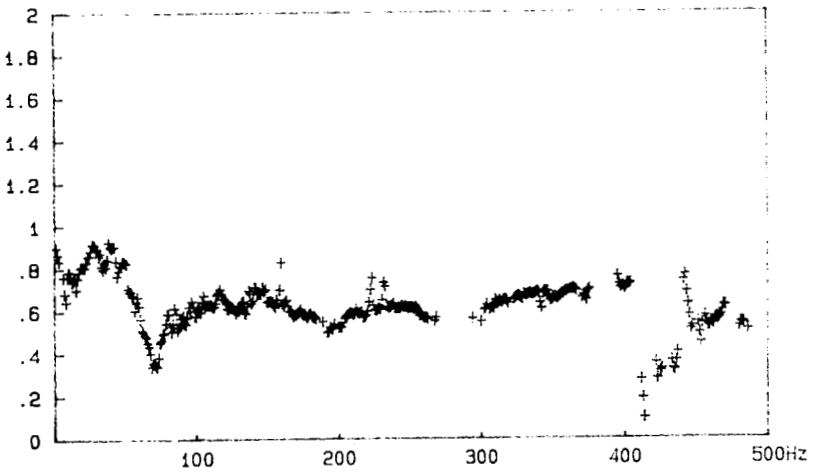
(c): Configuration (0 - 10)

AMPLITUDE DU COEFFICIENT DE REFLEXION



(a)

AMPLITUDE DU COEFFICIENT DE REFLEXION



(b)

FIGURES 5.25(a,b)

CONDITIONS D'ESSAI

REGIME: E1

$N=1600$ tr/m³·s

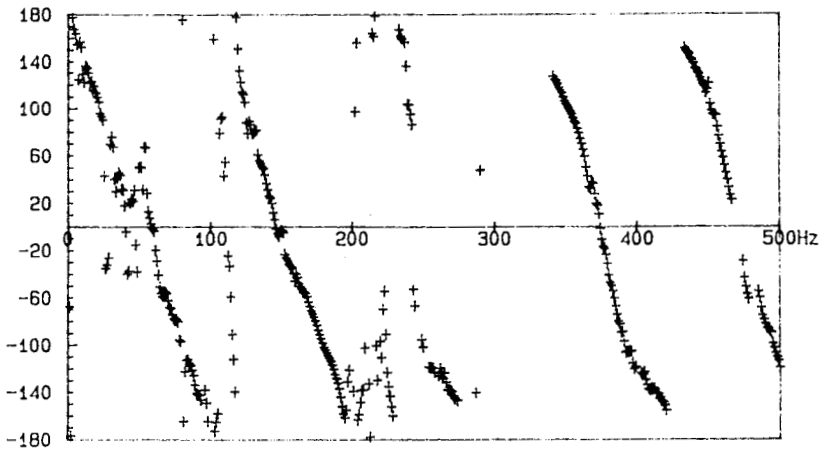
$Qv=70$ m³/h

(a): ASPIRATION

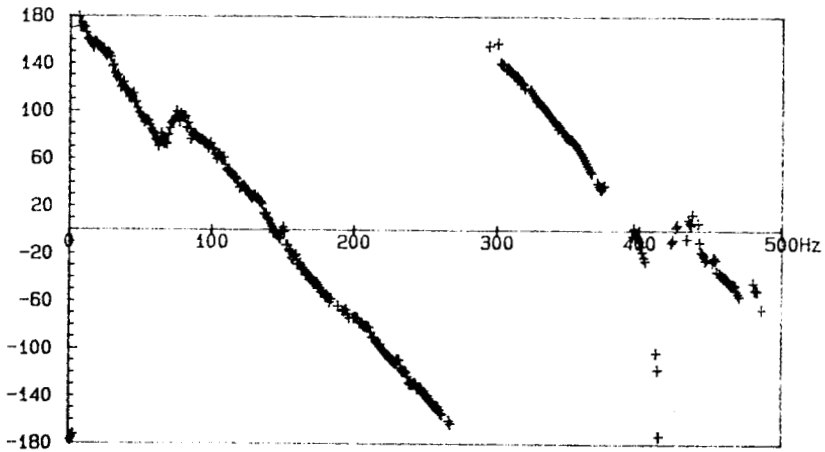
$Co=1150$ m/s

(b): REFOULEMENT

$Co=1200$ m/s



(a)



(b)

FIGURE: 5.26(a, b)

CONDITIONS D'ESSAI

REGIME: E1

$N=1600$ cr/m.in

$Qv=70$ m³/h

(a): ASPIRATION

$Co=1150$ m/s

(b): REFOULEMENT

$Co=1200$ m/s

PHASE DU COEFFICIENT DE REFLEXION

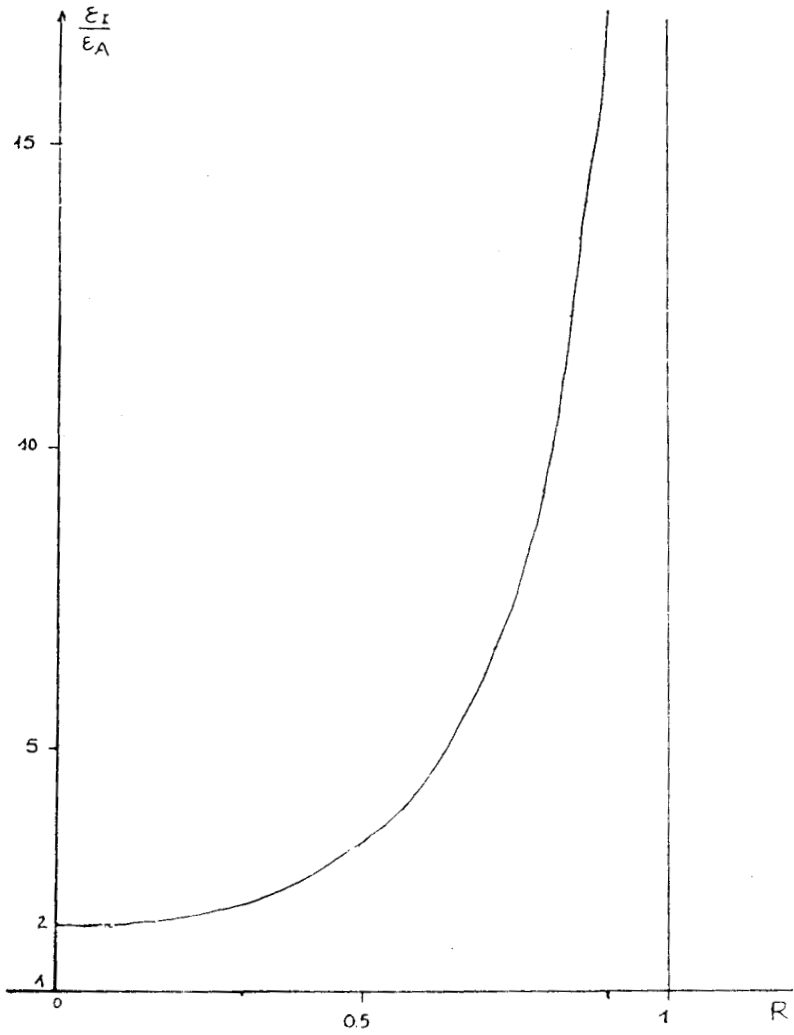
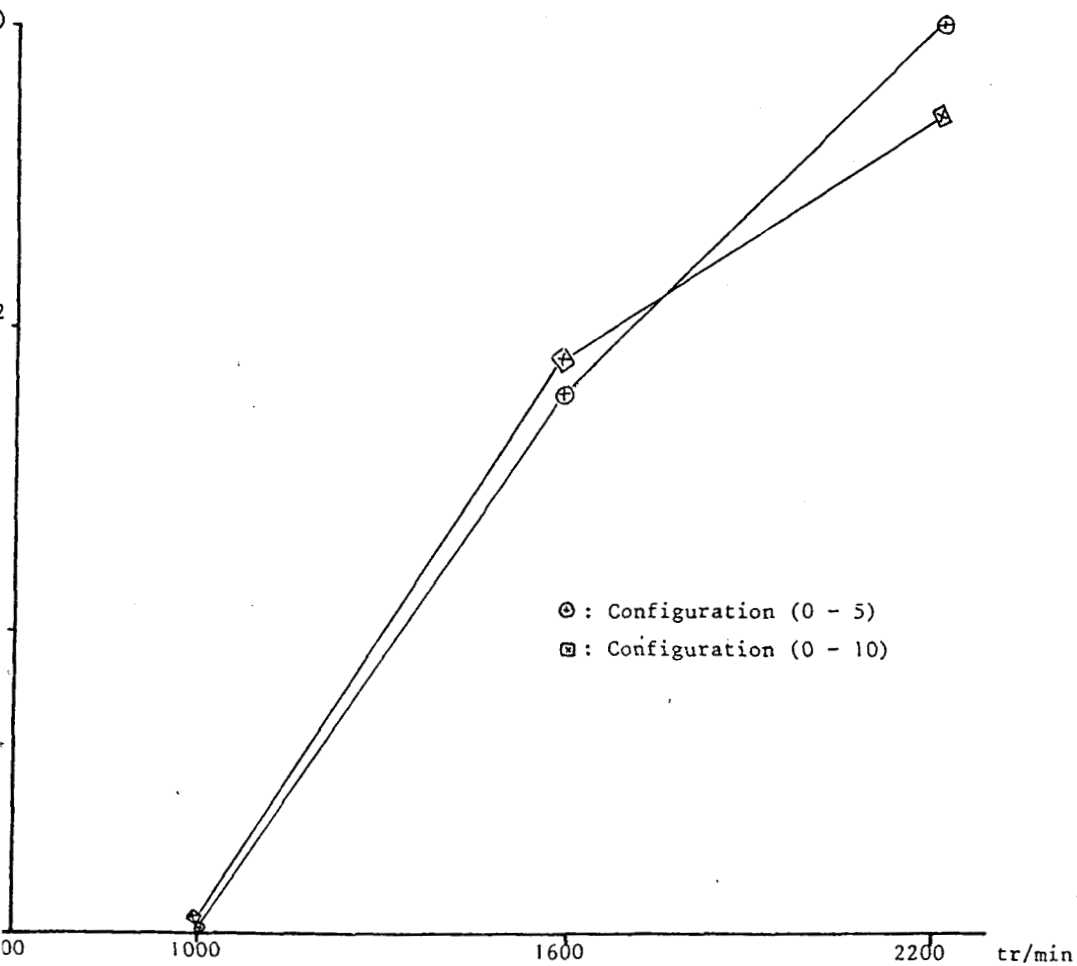


FIGURE 5.27 : Evolution de l'erreur relative sur l'intensité acoustique en fonction du coefficient de réflexion



RE 5.28: Evolution de la puissance hydro-acoustique en fonction de la vitesse de rotation à la fréquence de rotation



