

Titre: Visualisation et optimisation des effets des vac damps sur le champ vectoriel d'intensité acoustique d'une structure soumise à des impacts répétés
Title:

Auteur: Annie Ross
Author:

Date: 2000

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Ross, A. (2000). Visualisation et optimisation des effets des vac damps sur le champ vectoriel d'intensité acoustique d'une structure soumise à des impacts répétés [Ph.D. thesis, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/8826/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/8826/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Germain Ostiguy, & Maurice Amram
Advisors:

Programme: Unspecified
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

VISUALISATION ET OPTIMISATION DES EFFETS DES VAC DAMPS SUR LE
CHAMP VECTORIEL D'INTENSITÉ ACOUSTIQUE D'UNE STRUCTURE
SOUMISE À DES IMPACTS RÉPÉTÉS

ANNIE ROSS
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIAE DOCTOR
(GÉNIE MÉCANIQUE)

JUIN 2000



National Library
of Canada

Acquisitions and
Bibliographic Services

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque nationale
du Canada

Acquisitions et
services bibliographiques

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-57383-4

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée :

VISUALISATION ET OPTIMISATION DES EFFETS DES VAC DAMPS SUR LE
CHAMP VECTORIEL D'INTENSITÉ ACOUSTIQUE D'UNE STRUCTURE
SOUMISE À DES IMPACTS RÉPÉTÉS

présentée par : ROSS Annie

en vue de l'obtention du diplôme de : Philosophiae Doctor

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

M. ROUSSELET Jean, Ph.D., président

M. OSTIGUY Germain, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. AMRAM Maurice, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. CHENG Li, Ph.D., membre

M. BERTRAND Michel, Ph.D., membre

DÉDICACE

À Alain :

« Spem Successus Alit »

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier toutes les personnes et les organismes qui, de près ou de loin, m'ont apporté leur soutien au cours de cette recherche.

Mes remerciements distingués s'adressent à Monsieur Germain Ostiguy, mon directeur de thèse, dont les conseils ont toujours été judicieux et les commentaires critiques, très pertinents. Le laboratoire et les instruments qu'il a mis à ma disposition, ainsi que sa confiance en mes capacités et en mon jugement m'ont été d'une importance capitale.

Monsieur Maurice Amram, codirecteur de thèse et instigateur du projet, a su porter un regard éclairé aux procédures et aux résultats expérimentaux. Ses encouragements et sa bienveillance m'ont été d'une grande valeur. Je lui dois un chaleureux merci.

Je tiens à exprimer ma profonde estime envers Maxime Thibault, technicien au laboratoire, qui m'a grandement aidée dans l'élaboration du processus expérimental. Ses fréquents coups de main et ses suggestions ont toujours été grandement appréciés.

Je témoigne de ma gratitude envers les organismes qui ont contribué, en espèces ou en nature, à la réalisation de ce projet. Je nomme ici l'Institut de recherche en santé et sécurité au travail, le Fonds pour la formation de chercheurs et l'aide à la recherche, ainsi que l'Université de Moncton, pour les bourses d'études qui m'ont été octroyées, de même que le Conseil de recherche en sciences naturelles et en génie, qui a subventionné l'achat d'équipements de laboratoire. De plus, je désire souligner le prêt à long terme de certains outils indispensables, par la compagnie Bombardier-Canadair Inc.

Aux membres du jury, à mon père, Victor Ross, et à tous ceux et celles qui auront bien voulu s'intéresser à cet ouvrage, je leur suis reconnaissante.

RÉSUMÉ

Le présent ouvrage traite de l'utilisation de tampons viscoélastiques appliqués par dépressurisation (Vac Damp) pour réduire les bruits d'impact pouvant entraîner une perte d'ouïe chez les assembleurs de larges structures. On s'attarde notamment à la nature du bruit d'accélération provoqué par un marteau sur une structure flexible et à la capacité des Vac Damps de le contrôler. On tente aussi de confirmer ou d'expliquer certains résultats antérieurs, obtenus en champ lointain sur le bruit de réverbération. L'objectif ultime est de minimiser les risques de surdité chez les riveurs industriels.

La recherche comporte deux phases. La première a trait au développement d'un outil pratique et peu coûteux permettant de visualiser le champ acoustique d'une source unique. Une recherche bibliographique et commerciale a été menée et a conduit à la sélection et à l'élaboration d'un système d'holographie acoustique en champ proche (NAH). Ce système, développé à partir des principes fondamentaux de la NAH, est constitué d'équipements de provenances diverses. La conception de plusieurs procédures numériques contribue au progrès technique dans le domaine de la NAH où un nombre restreint de capteurs est utilisé. Ces méthodes sont décrites comme suit dans le présent document, soit : une procédure d'étalonnage de phase des micros; une procédure dite d'*harmonisation* des données, qui permet de synthétiser un plan de mesures comprenant plus de points spatiaux que de micros; de même que la création et l'évaluation d'un filtre spatial et d'une fenêtre à deux dimensions comme traitements anti-fuite. De plus, sept techniques de séparation des bruits d'accélération et de réverbération, élaborées pour les bienfaits de cette recherche, ont été soumises à une évaluation comparative.

La seconde phase de l'étude, de nature expérimentale, a pour but l'évaluation des Vac Damps en tant que réducteurs du bruit d'impact dans la direction où se trouve normalement un riveur. Un banc d'essais a été monté dans le but de simuler l'action

d'un marteau pneumatique sur une structure. Il est constitué d'une plaque rectangulaire simplement supportée sur son pourtour et d'un marteau électromécanique dont la fréquence de frappe est similaire à celle de son homologue destiné au rivetage. Les essais ont été effectués en chambre anéchoïque. La plaque d'essais a d'abord été testée sans aucun traitement, dans le but d'établir une base de comparaison. Par la suite, diverses configurations symétriques et dissymétriques de Vac Damps ont été étudiées, afin d'obtenir les données nécessaires à leur optimisation. Le champ acoustique consécutif aux impacts a été échantillonné dans le temps et dans l'espace. Les échantillons temporels et la distribution spatiale de l'énergie acoustique d'accélération et de réverbération ont été étudiés. Par la suite, ces échantillons ont été traités par holographie acoustique en champ proche dans l'intention d'analyser la propagation du bruit d'accélération et l'influence des Vac Damps sur cette propagation.

Le présent document expose plusieurs observations qui corroborent l'hypothèse d'un glissement à l'interface des Vac Damps et de la plaque d'essais. Par ailleurs, une relation directe est établie entre l'atténuation du bruit d'accélération et l'épaisseur des tampons. La relation inverse établie entre la durée de bruit d'accélération en champ lointain et les dimensions des tampons est expliquée. On démontre en outre que lorsque les tampons sont collés, plutôt qu'appliqués par dépressurisation, le champ acoustique en basses fréquences est très intimement lié au mode de vibration avoisinant.

La propagation du bruit d'accélération est décrite et l'influence des Vac Damps sur celui-ci est analysée pour la première fois. La durée en champ proche du bruit d'accélération dans l'axe de frappe est assimilée à celle du contact. L'onde de flexion dans la plaque est un vecteur principal de propagation du son, en particulier aux fréquences supersoniques. Le bruit d'accélération de basses fréquences est peu propagatif, alors que celui de hautes fréquences est plutôt centré sur l'axe normal à la structure. Les Vac Damps amortissent l'onde de flexion et, par conséquent, réduisent l'amplitude et la durée du bruit d'accélération, en dehors de l'axe de frappe surtout.

On démontre mathématiquement et expérimentalement que la pression acoustique d'accélération est symétrique autour de l'axe d'impact. Une relation mathématique est écrite entre la fréquence critique d'un laminé simplement supporté et sa première fréquence naturelle. Cette relation permet de conclure que la fréquence critique de la plaque d'essais doit diminuer si des tampons viscoélastiques y sont collés. On confirme expérimentalement que les Vac Damps occasionnent une diminution de cette fréquence.

Le résultat le plus important de cette étude est certes la découverte de zones de basse pression dans le champ acoustique d'accélération, lors de l'utilisation des tampons sans couche viscoélastique ou de tampons collés. Ces zones pourront éventuellement être mises à profit pour réduire le niveau du bruit d'impact atteignant la tête d'un ouvrier.

ABSTRACT

Hearing impairment can be caused by long term exposure to industrial impact noises such as that produced when riveting large structures. The purpose of this thesis was to evaluate how vacuum applied viscoelastic pads (Vac Damp) could be used for impact noise reduction. The nature of the acceleration noise from a point-impacted flexible structure was to be confirmed. The possible use of Vac Damps to control this noise was to be determined. Previous results concerning the far field ringing noise were to be confirmed or explained. This project ultimately aims at reducing the hearing loss incidence among riveters.

The research involved two steps. The first one was the development of a low cost acoustic field visualisation tool, to be used on a single source. As a result of bibliographical and commercial investigations, it was decided that a Nearfield Acoustical Holography (NAH) system should be put together. This home-made system is based on the NAH fundamental principles and was built from scratch. Due to the restricted number and quality of the transducers, numerous signal processing techniques were developed and contribute to the technical progress within the NAH field. These novel techniques are described herein. They are: a phase calibration procedure for the microphones; a data *harmonization* procedure that allows the NAH measurement plane to include more spatial sampling points than there are microphones; a new anti-leak treatment that uses a two-dimensional spatial window and filter. In addition, seven acceleration / ringing noise separation techniques were formulated and evaluated.

The second part of this research involved experiments on Vac Damps. The purpose was to evaluate the pads for the impact noise control, in the direction of a worker's relative position to the impact point. The test bench included a vertical rectangular plate, simply supported around all edges, and an electromechanical hammer. The bench was built for the simulation of a pneumatic rivet gun acting on a structure. The hammer's impact

frequency is similar to that of the gun. The experiments were performed inside an anechoic chamber. First, the bare test-plate's response was studied, in order to produce a comparison basis. Subsequently, various symmetrical and asymmetrical Vac Damp configurations were applied and tested for ulterior optimisation of the treatment. In each case, the acoustic field produced by the impacts was time- and space-sampled. The time data, as well as the spatial energy distribution of the acceleration and ringing noises, were studied. The samples were then NAH-processed and analysed for determination of the acceleration noise propagation process. The influence of Vac Damps on this propagation was evaluated.

A number of observations are exposed herein, that corroborate the occurrence of slippage at the pad-plate interface. A direct relationship is confirmed between the pads' thickness and the acceleration noise attenuation. The inverse relationship between the duration of the acceleration noise and the size of the pads is explained. It is also shown that the neighbouring vibration mode of the system dominates the low-frequency acoustic field, for adhesive-bonded pads configurations.

For the first time, the propagation of the acceleration noise from a Vac Damp applied structure is studied. The near field duration of this noise along the impact axis is deemed comparable to the contact duration. The low-frequency components are rather diffuse, whereas the higher-frequency components are concentrated along the normal axis to the plate. The supersonic frequencies are propagated partly by flexural waves along the plate. The Vac Damps dampen this flexural wave and thus reduce the acceleration noise amplitude, away from the impact axis.

Mathematical and experimental determination of the acceleration pressure signals show that the acceleration noise is symmetrical about the impact axis. A mathematical relationship expresses the critical frequency of a simply supported laminate in terms of its first natural frequency. It infers that the test-plate's critical frequency should

diminish when adhesive bonded damping pads are applied. Experimental results show that this frequency is in fact reduced by the presence of Vac Damps.

This research concludes to one most important result. It is the presence, due to the use of non viscoelastic layered Vac Damps, of low-pressure areas in the acceleration noise field. These low-pressure zones could become a great advantage for impact noise reduction around a riveter's head.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iv
REMERCIEMENTS	v
RÉSUMÉ	vi
ABSTRACT	ix
TABLE DES MATIÈRES	xii
LISTE DES FIGURES	xvi
LISTE DES SYMBOLES ET ABRÉVIATIONS	xviii
LISTE DES ANNEXES	xxiv
 INTRODUCTION	
0.1 Contexte pratique de l'industrie	1
0.2 Développement des Vac Damps	2
0.3 Cadre de la recherche	3
0.4 Objectifs de l'étude	4
0.5 Approche et réalisation de la recherche	5
0.6 Organisation de la thèse	7
 CHAPITRE 1 — REVUE DE LA LITTÉRATURE PERTINENTE	
1.1 Introduction	8
1.2 Les émissions acoustiques reliées aux impacts	8
1.2.1 Les composantes acoustiques de l'impact	9
1.2.2 La réponse mécanique provoquée par la collision d'une bille sur une plaque	10
1.2.3 Le bruit d'accélération	13
1.2.4 Le bruit de réverbération	14

1.2.5 Le rayonnement acoustique d'une plaque soumise à un impact transversal	16
1.2.6 Chevauchement des signaux transitoires	18
1.3 L'amortissement par couche viscoélastique contrainte	19
1.3.1 La théorie	20
1.3.2 Les Vac Damps	22
1.4 Les mesures et la visualisation du champ acoustique	24
1.4.1 L'intensimétrie	25
1.4.2 L'interférométrie	25
1.4.3 L'holographie acoustique traditionnelle	26
1.4.4 L'holographie acoustique en champ proche	28
1.5 Récapitulation et conclusions	32
 CHAPITRE 2 — ÉLABORATION DU BANC D'ESSAIS ET D'ANALYSES	
2.1 Introduction	35
2.2 Structure d'essais et marteau	35
2.2.1 Plaque rectangulaire simplement supportée	36
2.2.2 Marteau à action périodique	37
2.3 Équipement de mesure	37
2.3.1 Capteurs acoustiques	38
2.3.2 Appareillage d'acquisition de données	39
2.4 Développement du programme d'acquisition des données	41
2.4.1 Étalonnage d'amplitude des micros	41
2.4.2 Étalonnage de phase des micros	42
2.4.3 Contrôle de l'horloge interne des cartes et des paramètres d'acquisition	42
2.4.4 Filtres, fenêtres et autres fonctions	43
2.5 Développement du programme d'holographie acoustique en champ proche .	43
2.5.1 Procédure d' <i>harmonisation</i> des données	45

2.5.2	Techniques de séparation des bruits d'accélération et de réverbération .	47
2.5.3	Technique de réduction des fuites	50
2.6	Validation de la chaîne d'acquisition et de traitement des données	53
2.6.1	Vérification de l'équipement d'acquisition des données	53
2.6.2	Évaluation du programme d'analyse holographique	53
2.6.3	Effets provoqués par les défauts de phase dans les données	55
2.6.4	Validation de la procédure d' <i>harmonisation</i> des données	55
2.7	Récapitulation	56

CHAPITRE 3 — PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL, RÉSULTATS ET OBSERVATIONS

3.1	Introduction	57
3.2	Spécimens	57
3.3	Protocole expérimental	58
3.3.1	Procédure expérimentale	58
3.3.2	Configurations étudiées	60
3.4	Émissions acoustiques provenant de la plaque nue	61
3.4.1	Signaux temporels d'accélération	61
3.4.2	Prédiction du signal d'accélération par la théorie des impacts de Hertz	63
3.4.3	Observation expérimentale des spectres sonores d'accélération	64
3.4.4	Champ acoustique d'accélération dans le plan de mesure	64
3.4.5	Champ acoustique d'accélération dans un plan de propagation	65
3.5	Effets de l'application symétrique des tampons sur le bruit de réverbération .	67
3.5.1	Atténuation acoustique	67
3.5.2	Champ acoustique dans le plan de mesure	70
3.5.3	Déplacement de la fréquence critique	70
3.6	Effet de l'application symétrique des tampons sur le bruit d'accélération . .	72
3.6.1	Signaux temporels près de l'axe de frappe	72
3.6.2	Signaux temporels loin de l'axe de frappe	74

3.6.3	Durée du bruit d'accélération perçu près du point d'impact	76
3.6.4	Durée du bruit d'accélération perçu loin du point d'impact	77
3.6.5	Spectres d'accélération	79
3.7	Effet des dissymétries sur le champ acoustique d'accélération	80
3.7.1	Forme du champ dans le plan de mesures	81
3.7.2	Vecteurs d'intensité acoustique dans un plan de propagation	83
3.8	Discussion sur les modes d'action des tampons	85
3.8.1	Propagation du bruit d'accélération par onde de flexion	86
3.8.2	Oscillation locale entre les tampons	87
3.8.3	Discontinuité d'impédance à la frontière des tampons sur la plaque	87
3.8.4	Hypothèse du glissement interfacial	88
3.8.5	Hypothèse du pompage d'air à l'interface plaque – tampon	88
3.9	Conséquences concrètes de l'utilisation des Vac Damps pour les ouvriers	89
 CONCLUSION		
4.1	Rappel des objectifs	90
4.2	Contributions techniques	90
4.3	Contributions scientifiques	92
4.4	Contributions pratiques	94
4.5	Nouvelles voies de recherche	95
 BIBLIOGRAPHIE		
ANNEXES		109

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 :	Réponse transversale au centre d'une plaque simplement supportée, provoquée par l'impact transversal d'une bille d'acier en ce point	12
Figure 1.2 :	Directivité du rayonnement acoustique d'une plaque soumise à un impact	17
Figure 1.3 :	Évolution temporelle de la pression acoustique mesurée près d'une plaque soumise à l'impact d'une bille : a) $\theta = 0^\circ$; b) $\theta = 60^\circ$	19
Figure 1.4 :	Concept des Vac Damps	23
Figure 2.1 :	Schéma du montage expérimental	40
Figure 3.1 :	Pression acoustique mesurée près de l'axe de frappe (10 premières millisecondes) suite à un impact sur la plaque nue	61
Figure 3.2 :	Pression acoustique mesurée loin de l'axe de frappe (10 premières millisecondes) suite à un impact sur la plaque nue	62
Figure 3.3 :	Niveaux de pression sonore d'accélération à 50 mm de la plaque nue et aux distances définies depuis l'axe d'impact	65
Figure 3.4 :	Vecteurs d'intensité de bruit d'accélération dans un plan normal à la plaque : a) à 1500 Hz; b) à 4000 Hz	66
Figure 3.5 :	Pression acoustique mesurée près de l'axe de frappe, pour la configuration symétrique avec Vac Damps très grands et épais	68
Figure 3.6 :	Signaux temporels d'accélération, loin de l'axe de frappe; — tampons appliqués par la vide; --- tampons collés	74
Figure 3.7 :	NPS d'accélération à 50 mm de la plaque avec deux grands tampons, l'un sans viscoélastique au-dessus du point d'impact et l'autre avec couche viscoélastique en dessous	82

Figure 3.8 :	Vecteurs d'intensité du bruit d'accélération dans un plan normal à la plaque : configuration avec Vac Damps symétriques (a) à 1500 Hz et (b) à 4000 Hz	83
Figure 3.9 :	Vecteurs d'intensité du bruit d'accélération à 4000 Hz : a) deux Vac Damps nus et symétriques; b) Vac Damp épais à droite et Vac Damp nus à gauche	85

LISTE DES SYMBOLES ET DES ABRÉVIATIONS

Variables

$a, b :$	longueur et largeur de la plaque, entre ses supports (m)
$A, B, C :$	signaux temporels quelconques
$c :$	vitesse du son dans le milieu de propagation (m/s)
$c_0 :$	vitesse de l'onde de flexion (m/s)
$d :$	distance quelconque (m)
$D :$	module de flexion $D = \frac{E h^3}{12 (1 - \nu^2)}$
$dS :$	élément de surface
$E :$	module d'élasticité (Pa)
$f :$	fréquence (Hz)
$f_{cr} :$	fréquence critique (Hz)
$f_{i, h} :$	fréquence associée au mode i, h de vibration (Hz)
$f_s :$	fréquence d'échantillonnage (Hz)
$f_1 :$	première fréquence naturelle (Hz)
$F :$	amplitude de la force de contact $F(t)$
$F(t) :$	force de contact (N)
$h_0 :$	épaisseur de la plaque (m)
$i, h :$	mode de vibration
$I(f) :$	fonction d'amplitude spectrale du vecteur d'intensité acoustique (dB)
$\vec{I} :$	vecteur d'intensité acoustique (Watt / m ²)
$I_\eta(x, y, z) :$	composante, dans la direction η , du vecteur d'intensité acoustique au point (x, y, z)
$j :$	nombre imaginaire unitaire
$k :$	nombre d'onde dans l'air ($k = 2\pi f / c$, en m ⁻¹), ou 'fréquence spatiale'

k_c :	‘fréquence spatiale’ de coupure d’un ‘filtre spatial’ passe-bas
k_N :	nombre d’onde (ou ‘fréquence spatiale’) de Nyquist ($k_N = 2\pi / \Delta x$)
k_0 :	nombre d’onde de flexion dans la plaque (m^{-1})
k_x, k_y, k_z :	traces du nombre d’onde, ou ‘fréquences spatiales’
k_s :	‘fréquence spatiale’ d’échantillonnage
Δk :	résolution de la ‘fréquence spatiale’ dans le plan k_x, k_y
m :	masse (kg)
M :	nombre de points de mesure dans chaque direction du plan x, y
$p, p(t)$:	pression acoustique dans le domaine temporel (Pa)
$p_c(x, y)$:	pression de contact au point (x, y) (Pa)
p_1, p_2, p_3 :	constantes
p_4 :	fonction se rapportant à la pression acoustique
$P(x, y, z)$:	spectre de la pression acoustique au point (x, y, z)
$\bar{P}(k_x, k_y, z)$:	‘spectre spatial’ de la pression acoustique dans le plan situé à z
P_b :	constante
PC :	taux de couverture des tampons (%)
r :	distance d’un point d’observation à partir du point d’impact (m), en coordonnées sphériques (r, θ)
r_b :	rayon d’une bille (m)
r_x, r_y :	demi-axes majeurs d’une ellipse (m)
R :	position d’un élément de surface, en coordonnées (R, ψ, z)
t :	temps (s)
\vec{u} :	vitesse particulaire (m/s)
u :	déplacement transversal de la plaque (m)
\ddot{u} :	accélération transversale de la plaque (m/s^2)
U :	spectre d’amplitude du vecteur de la vitesse particulaire
$\bar{U}(k_x, k_y, z)$:	‘spectre spatial’ de la vitesse particulaire dans le plan situé à z

$U_{\eta}(x, y, z)$:	composante de la vitesse particulaire au point (x, y, z) , dans la direction η
v_o :	vitesse relative des corps au début du contact (m/s)
(x, y, z) :	position cartésienne d'un point de mesure
(x', y', z') :	position cartésienne d'un point de reconstruction holographique
(X_o, Y_o) :	position du point de contact dans le plan $(X, Y, 0)$
Δ_{noise} :	différence dans le niveau sonore (dB)
$\Delta x, \Delta y$:	distance (m) entre les points de mesure ou de calculs
z :	distance entre la source et le plan de mesure (m)
z' :	distance entre la source et le plan de calculs (m)
α :	facteur de qualité d'un filtre passe-bas
δ :	erreur de positionnement des points de mesure (m)
δ_b, δ_o :	propriété mécanique des matériaux $\delta_o = \frac{1 - \nu_o^2}{\pi E_o}$
ϵ :	erreur de phase dans les mesures ($^{\circ}$)
θ :	angle d'observation, mesuré à partir de la normale au plan de contact ($^{\circ}$)
λ :	longueur d'onde (m)
Λ :	longueur d'onde structurale (m)
ν :	coefficient de Poisson
π :	3.141 592 ...
ρ :	masse volumique du fluide ambiant (kg / m^3)
ρ_o :	masse volumique de la plaque (kg / m^3)
τ :	durée du contact (s)
ψ :	position angulaire d'un élément de surface, en coordonnées (R, ψ, z)
$\omega_{i, h}$:	fréquence radiale associée au mode i, h de vibration (rad / s)

Indices

b :	propriété se rapportant à la bille ou au marteau d'impact
-------	---

corrigée :	valeur à laquelle on a appliqué un facteur de correction
i :	identifie laquelle des huit saisies de données est en cause
i, h :	se rapportant au mode i, h de vibration
harmonisée :	valeur résultant du processus d'harmonisation des données
max :	valeur maximum
mesurée :	valeur brute, telle que mesurée et sans correction
min :	valeur minimum
o :	propriété se rapportant à la plaque
référence :	se rapportant au micro de référence
x, y et z :	directions spatiales en coordonnées cartésiennes
η :	direction spatiale, en coordonnées cartésiennes ($\eta = x, y$ ou z)

Systèmes de coordonnées

(x, y, z) :	coordonnées cartésiennes, dont l'origine se situe au centre de la surface de contact et dont z est normal au plan de contact
(X, Y, Z) :	coordonnées cartésiennes, dont l'origine se situe en un coin de la plaque et dont Z est normal au plan de la plaque
(R, ψ, z) :	coordonnées cylindriques, dont l'origine se situe au centre de la surface de contact et dont z est normal au plan de contact
(r, θ, ψ) :	coordonnées sphériques, dont l'origine se situe au centre de la surface de contact et dont θ est donné à partir de l'axe normal au plan de contact

Opérateurs mathématiques

d :	dérivée totale
e, exp :	fonction exponentielle
\mathcal{F} :	transformée de Fourier

$G(x, y, z | x', y', z')$: fonction de propagation spatiale

\Re : partie réelle d'un nombre complexe

∇ : Laplacien

\sum : sommation

$*$: valeur conjuguée d'un nombre complexe

\rightarrow : quantité vectorielle dans l'espace

Abréviations

ASCII : code informatique

BNC : type de câble d'instrumentation

dB : décibels

FFT : « Fast Fourier Transform », transformée rapide de Fourier

FRF : fonction de réponse en fréquence

GENAH : « Generalized Nearfield Acoustical Holography », holographie acoustique généralisée en champ proche

MRNAH : « Multi-Reference Nearfield Acoustical Holography », holographie acoustique en champ proche à références multiples

NAH : « Nearfield Acoustical Holography », holographie acoustique en champ proche

NPS : niveau de pression sonore (dB)

PC : « personal computer », micro-ordinateur

PVC : chlorure de polyvinyle

RCA : type de câble d'instrumentation

RTSI : « Real Time System Integration bus », connecteur de synchronisation

SIMAP : « Structural Intensity from the Measurement of Acoustic Pressure », intensité structurale donnée à partir de mesures de pression acoustique

SPL : « Sound Pressure Level », niveau de pression sonore (dB)

- STSF : « Spatial Transformation of Sound Fields », transformation spatiale de champs sonores
- 2D : (matrice, transformée) à deux dimensions
- 3D : (matrice, transformée) à trois dimensions

LISTE DES ANNEXES

Annexe A :	Article publié : ROSS, A., OSTIGUY, G. et AMRAM, M. (1999). New signal processing developments for low cost near-field acoustical holography systems. <u>Noise Control Engineering</u> <u>Journal</u> 47(1), 28-44	109
Annexe B :	Tables et figures agrandies, associées à ROSS, A., OSTIGUY, G. et AMRAM, M. (1999). New signal processing developments for low cost near-field acoustical holography systems. <u>Noise Control</u> <u>Engineering Journal</u> 47(1), 28-44	126
Annexe C :	Article soumis : ROSS, A., OSTIGUY, G. et AMRAM, M. (1998). Extracting the acceleration noise field of an impacted flexible structure. <u>Journal of Sound and Vibration</u>	150
Annexe D :	Article soumis : ROSS, A., AMRAM, M. et OSTIGUY, G. (1999(1)). Benefits of Vac Damps over adhesive bonded damping pads for impact noise control. <u>Applied Acoustics</u> . . .	187
Annexe E :	Article soumis : ROSS, A., AMRAM, M. et OSTIGUY, G. (1999(2)). The effects of Vac Damps on the acceleration noise field of a point-impacted structure. <u>Noise Control Engineering</u> <u>Journal</u>	213
Annexe F :	Photographies des montages expérimentaux	262
Annexe G :	Qualification du marteau d'essais	265
Annexe H :	Propriétés mécaniques des matériaux utilisés	271
Annexe J :	Évaluation préliminaire de la source hémisphérique	273
Annexe K :	Programmes d'acquisition de données sur LabView	278
Annexe L :	Programme de traitement « NAH » sur Matlab	296

INTRODUCTION

0.1 Contexte pratique de l'industrie

Les chaînes de montage industrielles, notamment en avionnerie, nécessitent l'utilisation intensive d'outils à air comprimé. Ces outils permettent l'exécution rapide et efficace de plusieurs tâches, dont le rivetage et le martelage. Toutefois, ces procédés occasionnent des bruits dont l'intensité est clairement néfaste pour l'ouïe des opérateurs et du personnel avoisinant.

Le rivetage consiste en l'écrasement d'un rivet entre un marteau pneumatique et un béliet; il sert à unir deux pièces d'une structure, d'épaisseur relativement faible mais de très grande surface. À cause des impacts répétés et puissants du marteau sur le rivet et sur la tôle, grande et mince, les bruits rayonnés atteignent l'oreille de l'ouvrier avec une intensité de l'ordre de 140 dBA. Qui plus est, une grande partie de cette énergie se situe dans la bande de fréquences où l'oreille humaine est très sensible, soit de 1000 à 3000 Hz. Selon toute évidence, une exposition prolongée à de tels bruits entraînera des lésions dans l'oreille et une perte importante des facultés auditives.

Puisqu'un assez grand nombre d'ouvriers travaillent dans de telles conditions, des mesures ont été mises en place afin de réduire les risques pour leur santé. On les incite à porter en tout temps des éléments de protection auriculaire, tels que des bouchons ou des coquilles. Toutefois, cette ligne de conduite est fréquemment transgressée par les ouvriers qui ne sont pas suffisamment sensibilisés aux risques qu'ils encourent. De plus, les protecteurs auriculaires ne diminuent nullement l'excitation acoustique de la boîte crânienne qui peut, elle aussi, entraîner des dommages importants.

Pour ces raisons et afin de respecter les normes de santé et sécurité au travail en vigueur dans bien des pays, il est devenu primordial de voir à la réduction à la source de ces

bruits d'impacts. Ainsi, l'ouïe des ouvriers sera mieux protégée dans toutes les industries où sont largement utilisés les marteaux pneumatiques (construction navale et ferroviaire; avionnerie; construction, entretien et réparation de véhicules routiers; etc.).

0.2 Développement des Vac Damps

Les bruits industriels, qui font l'objet de cette étude, sont provoqués par la réponse dynamique de la structure soumise à l'action du marteau pneumatique. En effet, les ondes de flexion engendrées dans la structure se propagent dans l'air sous la forme d'ondes acoustiques. La réduction à la source du rayonnement acoustique passe donc par l'amortissement dynamique de la structure. Un procédé couramment utilisé pour la réduction des vibrations dans les structures à grande surface est le traitement par couche viscoélastique collée. Grâce aux propriétés amortissantes d'un tel matériau, une partie de l'énergie vibratoire peut être dissipée en chaleur plutôt qu'en rayonnement acoustique. Toutefois, comme cela est expliqué ci-dessous, un tel traitement ne peut être appliqué dans le domaine de l'avionnerie.

Les ailes et le fuselage des avions sont composés d'une structure métallique sur laquelle est fixé un mince revêtement d'aluminium. Des rivets servent à unir les tôles du revêtement entre elles et à les attacher sur la structure, afin de former un ensemble solidaire. À cause des besoins en portance et en traînée de l'avion, la structure finale doit respecter d'exigeantes tolérances de fabrication. Elle doit en plus être exempte de défauts de surface. Tout traitement acoustique ou vibratoire qui risquerait d'altérer la qualité de la surface est donc à proscrire. Le fait de coller, même de façon temporaire, une couche viscoélastique sur la surface extérieure d'un avion (et en particulier sur les bords d'attaque) viendrait réduire sa capacité de vol. Le collage et l'arrachement du matériau viscoélastique sur la face intérieure des revêtements serait très long et, le plus souvent, impossible; cela risquerait aussi d'endommager les tôles. C'est pourquoi les Vac Damps ont été développés.

Les Vac Damps sont des tampons viscoélastiques avec plaque de contrainte dont l'application sur la structure se fait par dépressurisation. Ainsi, ils peuvent être posés et enlevés au besoin et ne laissent aucune trace sur le revêtement de l'avion. Ils sont conçus sur mesure, en ce qui a trait à leur forme et à leurs dimensions, et sont posés sur la structure à riveter de façon à optimiser leur restriction sur les vibrations selon l'emploi. Ce faisant, le rayonnement acoustique peut décroître de façon notable.

Ce type de tampons est présentement utilisé dans certaines séquences d'assemblage des aéronefs, en particulier au niveau de l'assemblage final.

0.3 Cadre de la recherche

Des recherches antérieures ont permis de démontrer les qualités des Vac Damps en tant qu'amortisseurs de vibrations et en tant qu'atténuateurs acoustiques. Elles ont été effectuées sur des panneaux d'autobus, des ailes et des carlingues d'avion lors d'opérations de rivetage et de perçage, afin de mettre à jour l'efficacité de ces tampons en situations réelles. Des essais sur une plaque rectangulaire simplement supportée et soumise à une frappe contrôlée ont permis de modéliser l'action des tampons sur les vibrations libres d'une structure simple. Des travaux d'optimisation ont été effectués quant à la nature, aux dimensions et à la disposition des matériaux viscoélastiques dont ils sont formés. Selon leur utilisation, les atténuations acoustiques des Vac Damps peuvent être de l'ordre de 6 dBA. Il s'agit de résultats globaux, arrêtés sur un seul ou deux points du champ spatial. De plus, leur décomposition spectrale est peu concluante : les tendances fréquentielles des tampons semblent pour le moins irrégulières et difficilement attribuables à l'un ou l'autre des paramètres de conception ou d'utilisation.

Les limites particulières des travaux antérieurs s'expriment de la façon suivante. D'une part, toutes les analyses ont été effectuées dans le domaine des fréquences. La

connaissance du signal temporel aurait pu offrir plusieurs informations supplémentaires; certaines observations importantes ont donc été omises. D'autre part, puisque les mesures ont été effectuées sur un seul ou deux points spatiaux, on a passé outre à tout ce qui a trait à la directivité du champ acoustique. Le bruit inhérent à l'impact lui-même étant, en principe, très directionnel, une étude distincte et plus approfondie s'impose.

La définition du champ d'intensité acoustique d'accélération d'une structure flexible, ainsi que les effets, positifs ou négatifs, des Vac Damps sur ce champ sont à l'ordre du jour de la présente étude. L'application dissymétrique des tampons par rapport au point d'impact permettra de déterminer si la réorientation du bruit d'accélération est possible, dans le but d'écarter sa trajectoire de la tête d'un ouvrier. L'analyse des signaux temporels permettra d'éclaircir le mode de propagation de l'énergie d'impact et l'action des Vac Damps sur celui-ci.

0.4 Objectifs de l'étude

La présente étude possède deux objectifs principaux. D'une part, elle vise à déterminer l'action des Vac Damps sur le champ acoustique d'accélération d'une structure soumise à des impacts transversaux. Plus spécifiquement, le champ spatial d'amplitude et la directivité du rayonnement seront étudiés. D'autre part, elle visera à évaluer dans quelle mesure l'application asymétrique des Vac Damps peut influencer l'orientation de ce bruit d'accélération.

Deux objectifs secondaires viennent se greffer à ceux énoncés ci-dessus. Le premier est de tirer profit de données temporelles et spatiales, pour arriver à des résultats complémentaires en ce qui a trait à l'action des Vac Damps sur le champ acoustique de réverbération. Le second est de confirmer certaines tendances ou de compléter le portrait comparatif des Vac Damps avec des tampons similaires, mais collés sur la structure.

Ces objectifs cadrent dans le contexte général où l'on souhaite développer un outil efficace pour la réduction des bruits industriels pouvant affecter sérieusement la santé des riveurs.

0.5 Approche et réalisation de la recherche

L'étude du champ acoustique d'impact est abordée de façon expérimentale. Un banc d'essais comprenant une plaque rectangulaire simplement supportée de même qu'un marteau à action périodique et à tête sphérique servent à simuler, dans un contexte simplifié et comparable aux hypothèses théoriques courantes, le comportement d'une structure soumise aux impacts d'une bouterolle de rivetage. Un grillage plan de microphones étant placé devant la structure, le champ de pression acoustique peut alors être « cartographié ». Grâce à la nature du banc d'essais, les données expérimentales peuvent être comparées à des résultats théoriques.

Les pressions acoustiques étant échantillonnées par ordinateur, les éléments numériques temporels peuvent être placés en mémoire (sur disque dur ou ailleurs), afin de les étudier sous divers angles par la suite. Ils pourront être filtrés, fenêtrés, transformés dans le domaine des fréquences, etc.

Un élément clé de la chaîne de mesure et de traitement des données est justement la flexibilité de l'ordinateur. En contrôlant l'acquisition de sorte que tous les échantillons spatiaux d'un essai soient prélevés simultanément, il est possible par la suite d'y appliquer la technique d'Holographie acoustique en champ proche (« Nearfield Acoustical Holography », ou encore NAH) pour obtenir les vecteurs d'intensité acoustique à l'intérieur d'un volume spatial à proximité de la source. Cette technique, qui sera décrite dans cet ouvrage, permet aussi de visualiser les niveaux de pression sonore (NPS) dans divers plans dudit volume. Grâce à ces informations, la directivité du bruit d'accélération peut être établie et les effets des Vac Damps évalués.

Une série de Vac Damps rectangulaires de dimensions et d'épaisseur variées viennent compléter l'équipement. Ces tampons doivent être appliqués contre la plaque verticale, grâce au vide partiel fourni par une pompe à vide. Dans un premier temps, deux tampons identiques sont placés de façon symétrique de part et d'autre du point d'impact. Les échantillons temporels et fréquentiels de ces configurations sont confrontés à ceux de la plaque nue (sans tampon amortissant) et à ceux d'une plaque amortie par des tampons collés. Ce faisant, l'on tente d'obtenir des informations additionnelles aux résultats d'études antérieures concernant les mécanismes de propagation et de dissipation des ondes. Les courbes de niveau de pression sonore et les vecteurs d'intensité acoustique fournissent les données essentielles à l'analyse des amplitudes et de la directivité du champ. Dans un second temps, des dissymétries sont imposées au système afin d'évaluer leur influence sur la directivité. Trois types de configurations sont étudiés : la dissymétrie de grandeur ou d'épaisseur, où les deux tampons sont positionnés symétriquement par rapport au point d'impact, mais où leurs dimensions sont différentes, et la dissymétrie de position, où des tampons identiques sont placés différemment l'un de l'autre par rapport au point d'impact. De même, des dissymétries combinées sont étudiées, allant jusqu'à l'application d'un seul tampon.

Les travaux reliés à cette étude comportent donc :

- le processus de sélection de la NAH comme technique de visualisation du champ acoustique;
- l'élaboration et la construction du montage expérimental;
- l'élaboration et la construction des Vac Damps servant de spécimens de test;
- la sélection, l'achat et l'installation de l'équipement nécessaire aux mesures;
- l'évaluation des techniques de séparation des bruits d'accélération et de réverbération;
- le développement des programmes d'acquisition de données et de traitement des échantillons;

- l'élaboration du protocole expérimental;
- la prise de mesures temporelles et spatiales;
- l'analyse des données temporelles, fréquentielles, intensimétriques et de niveaux de pression sonore;
- la formulation des observations et des recommandations.

0.6 Organisation de la thèse

La thèse est présentée sous le format « thèse par articles ». L'ouvrage est constitué comme suit. Le chapitre 2 se veut le résultat d'une recherche bibliographique approfondie, grâce à laquelle sont définis les détails du projet et des travaux exécutés.

Au chapitre 3 est exposée une synthèse du développement du banc d'essais, des procédures de traitement et d'analyse des données. Ce chapitre se réfère aux annexes A et C, qui contiennent respectivement les articles « New signal processing developments for low cost near-field acoustical holography systems » et « Extracting the acceleration noise field of an impacted flexible structure ».

Une synthèse du protocole expérimental, des résultats et des observations en découlant est comprise au chapitre 4. Elle se réfère aux annexes D et E, contenant les articles « Benefits of Vac Damps over adhesive bonded damping pads for impact noise control » et « The effects of Vac Damps on the acceleration noise field of a point-impacted structure ». Cette division dans les chapitres de synthèse reflète les deux principales étapes de ce projet. Le tout est suivi d'une conclusion, qui inclut des recommandations quant à l'utilisation des Vac Damps et quant aux travaux subséquents éventuels.

CHAPITRE 1

REVUE DE LA LITTÉRATURE PERTINENTE

1.1 Introduction

Cette revue fait état de travaux préalables à la présente thèse. À cause de la nature de cette recherche, des connaissances approfondies dans plusieurs domaines sont requises pour la mener à bien. Pour cette raison, un répertoire bibliographique exhaustif prendrait une ampleur démesurée. Il ne s'agit donc pas ici d'une revue bibliographique in extenso, mais bien d'un exposé des ouvrages de référence consultés et nécessaires à la réalisation de cette étude. La liste bibliographique, en fin de thèse, comprend non seulement les ouvrages mentionnés dans la thèse, mais aussi les ouvrages consultés au cours de cette recherche, mais dont une référence dans le texte ne s'avère pas strictement essentielle.

Afin de susciter concision et cohérence dans le texte, les concepts de ce chapitre sont regroupés selon trois thèmes distincts, soit : les émissions acoustiques reliées aux impacts, l'amortissement par couche viscoélastique contrainte et les méthodes de visualisation du champ acoustique.

1.2 Les émissions acoustiques reliées aux impacts

Toute perturbation au sein d'un milieu compressible est susceptible de provoquer une variation de pression perceptible par un capteur acoustique. Ces perturbations sont souvent d'origine mécanique (oscillation d'une structure, écoulement d'un fluide, etc.). Nous nous intéressons aux champs acoustiques d'origine structurale, où les mouvements d'une structure mécanique provoquent le déplacement des particules voisines de fluide.

Les paragraphes qui suivent portent tout particulièrement sur le rayonnement acoustique engendré par la collision de deux corps élastiques. Ce phénomène arbore à la fois un caractère oscillatoire et impulsionnel qui sont décrits dans ce qui suit.

1.2.1 Les composantes acoustiques de l'impact

Le mécanisme de l'impact se décompose en deux étapes : la déformation locale des corps au point de contact et leur réponse élastique locale et étendue (Akay, 1978). Une partie de l'énergie cinétique des corps décélérés est transformée, directement ou indirectement, en perturbation acoustique. Les bruits reliés à l'impact sont classés en deux catégories.

La première catégorie englobe plusieurs signaux brefs mais de grande amplitude sous la dénomination *bruit d'accélération* (Amram, Ostiguy et Lahlou, 1993). L'accélération soudaine des deux corps et l'éjection de l'air entre eux impliquent une transmission directe de l'énergie cinétique vers l'air ambiant. La déformation instantanée des surfaces et une fracture possible des corps supposent, au contraire, un transfert d'énergie entre les deux corps, préalable à la transmission aérienne (Akay, 1978; Richards, Westcott et Jeyapalan, 1979). Le bruit d'accélération est un signal transitoire très bref, caractérisé par l'excitation d'une large bande de fréquences.

La deuxième catégorie est reliée à l'excitation des modes naturels de vibration de chacun des deux corps, suite au transfert de l'énergie entre eux. Les corps entreprennent alors une oscillation transitoire et prolongée. Ce mouvement provoque un rayonnement acoustique pseudo-stationnaire (Akay, 1978; Richards, Westcott et Jeyapalan, 1979) dénommé *bruit de réverbération* (Amram, Ostiguy et Lahlou, 1993).

1.2.2 La réponse mécanique provoquée par la collision d'une bille sur une plaque

L'élasticité des corps réels entraîne une déformation initiale, puis la propagation des ondes de déformation, suite au contact. Ces aspects sont considérés, dans l'analyse vibratoire de l'impact, par le biais de la réponse impulsionnelle des deux corps. Toutefois, puisque le contact possède une durée finie et mesurable, et parce que les corps se déforment sous l'effet de leur compression mutuelle, il serait faux de considérer une excitation ponctuelle et instantanée. Il devient nécessaire de décrire la force d'excitation par une distribution de pression sur la surface de contact, dont l'amplitude varie au cours du contact.

La loi du contact de Hertz répond à cette nécessité en faisant intervenir une surface de contact elliptique dont les demi-axes majeur et mineur sont ci-dessous représentés par r_x et r_y . Sur cette surface s'exerce une pression dont l'amplitude est maximum au centre, à $x = 0$ et $y = 0$ (adaptée de Goldsmith, 1960) :

$$p_c(x, y)_{\max} = p_c(0, 0) \sqrt{1 - \left(\frac{x}{r_x}\right)^2 - \left(\frac{y}{r_y}\right)^2} \quad (1.1)$$

La force résultante est normale au plan commun des deux corps de masses m_o et m_b et dont v_o est la vitesse relative au début du contact. Son amplitude varie comme suit au cours du contact de durée τ (adaptée de Goldsmith, 1960) :

$$F(t) = 3.35 \left(\frac{m_o m_b v_o}{(m_o + m_b) \tau} \right) \sin \left(\frac{\pi t}{\tau} \right) \quad (1.2)$$

Cette fonction n'est définie que pour la période durant laquelle les corps se touchent : $0 \leq t \leq \tau$. En dehors de cette période, $F(t) = 0$. La durée du contact est elle-même fonction de la vitesse relative initiale, de la masse et du rayon de courbure de chacun des corps, ainsi que de leurs propriétés mécaniques réunies en un seul terme (δ_o ou δ_b) :

$\delta = \frac{1-v^2}{\pi E}$. (E et v sont respectivement le module d'élasticité et le coefficient de Poisson de la plaque 'o' ou de la bille 'b'.) La durée du contact d'une sphère de rayon r_b , de masse m_b et de propriétés δ_b contre un plan homogène massif de propriétés δ_o est donnée comme suit (Goldsmith, 1960) :

$$\tau = 4.53 \left[\frac{(\delta_b + \delta_o) m_b}{\sqrt{r_b} v_o} \right]^{2/5} \quad (1.3)$$

Dans l'étude de la collision transversale d'une bille rigide (en acier, par exemple) contre une plaque homogène, on émet l'hypothèse simplificatrice que les vibrations engendrées dans la bille sont négligeables. On suppose que l'épaisseur et les déplacements transversaux de la plaque sont faibles par rapport à ses dimensions latérales. La réponse dynamique $u(x, y, t)$ d'une plaque d'épaisseur h_o , de masse volumique ρ_o et de module D_o soumise à un chargement $F(x, y, t) \delta(x-x_o) \delta(y-y_o)$ est donnée par (Goldsmith, 1960) :

$$D_o \nabla^4 u + \rho_o h_o \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = F(x, y, t) \delta(x-x_o) \delta(y-y_o) \quad \text{où} \quad D_o = \frac{E_o h_o^3}{12(1-v_o^2)} \quad (1.4)$$

La solution, pour une plaque rectangulaire de dimensions a et b , simplement supportée sur son pourtour et soumise à un impact transversal localisé aux coordonnées X_o, Y_o , prend la forme suivante (adaptée de Goldsmith, 1960) :

$$u(X, Y, t) = \frac{-4}{m_o} \sum_i \sum_h \frac{\sin\left(\frac{i\pi X}{a}\right) \sin\left(\frac{h\pi Y}{b}\right) \sin\left(\frac{i\pi X_o}{a}\right) \sin\left(\frac{h\pi Y_o}{b}\right)}{\omega_{i,h}} [F(t) * \sin(\omega_{i,h} t)] \quad (1.5)$$

$$\omega_{i,h} = h_o \sqrt{\frac{E_o}{12 \rho_o (1-v_o^2)}} \left[\left(\frac{i\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{h\pi}{b}\right)^2 \right] \quad (1.6)$$

Les coordonnées X et Y ont leur origine en un coin de la plaque. $\omega_{i, h}$ est la fréquence naturelle circulaire de la plaque, correspondant au mode i, h. $F(t)$ est la force d'impact définie précédemment et * est le symbole représentant une convolution. On peut constater, de par la convolution de la force $F(0 \leq t \leq \tau)$ avec les déplacements modaux de la plaque ($\sin(\omega_{i, h} t)$), que l'impact donne lieu à une réponse forcée et transitoire durant le contact, puis à une vibration libre de durée prolongée.

La figure suivante, adaptée de Goldsmith (1960), illustre l'évolution temporelle de la force d'impact (F), du déplacement (u_b) et de la vitesse (du_b / dt) d'une bille d'acier et de ceux (u_o et du_o / dt) d'une plaque d'acier simplement supportée frappée en son centre par cette bille. On y voit la durée finie de la force et de l'accélération Hertzienne de la bille. On voit aussi que le point d'impact de la plaque est soumis à une accélération de même durée que la force et que suite à ce déplacement initial, il demeure au repos durant une assez longue période. Il ne se remet à se déplacer que plus tard, sous l'influence des vibrations libres de la plaque.

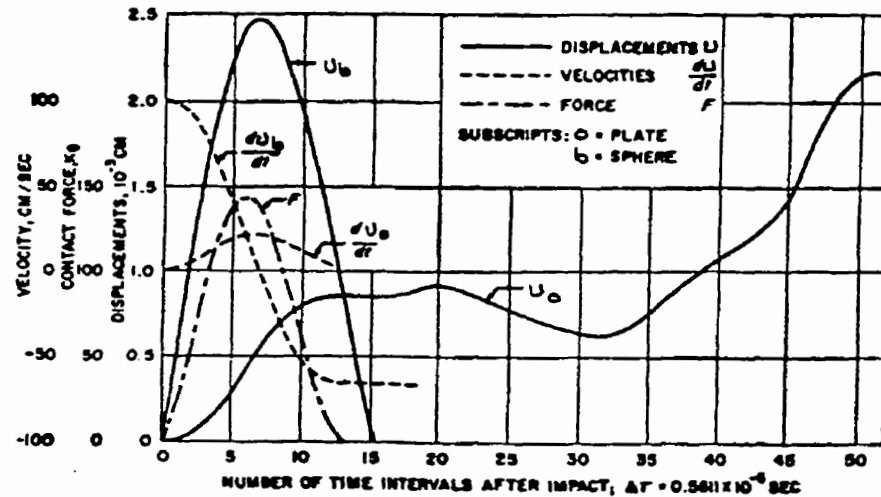


Figure 68. Central Deflection of a Simply Supported 20-cm \times 20-cm \times 0.8-cm Steel Plate due to the Central Impact of a 2-cm Radius Steel Sphere at an Initial Velocity of 100 cm/sec^{11a}

Figure 1.1 : Réponse transversale au centre d'une plaque simplement supportée, provoquée par l'impact transversal d'une bille d'acier en ce point (Goldsmith, 1960).

1.2.3 Le bruit d'accélération

L'accélération soudaine et de courte durée des deux corps en contact, telle qu'on peut l'observer à la figure 1.1, produit une bonne part du bruit d'accélération. Toutefois, les vibrations qui sont initiées dans les corps émettent aussi de l'énergie acoustique.

La prospection du bruit d'accélération ne peut se faire avec justesse que d'après un système faiblement réverbérant. Par exemple, l'impact de corps élastiques mais qui se déforment peu, tels que des billes d'acier, fut le sujet de plusieurs inquisitions. Koss et Alfredson (1973) ont établi de façon analytique que la pression acoustique, pendant et après le contact de deux billes de rayon r_b , prend la forme (simplifiée) :

$$p(r, \theta, t) = \frac{P_b \cos \theta}{r^2} \left[p_1 e\left(\frac{-t c}{r_b}\right) + p_2 \cos\left(\frac{\pi t}{\tau}\right) + p_3 \sin\left(\frac{\pi t}{\tau}\right) \right], \quad 0 \leq t \leq \tau \quad (1.7)$$

$$p(r, \theta, t) = \frac{P_b \cos \theta}{r^2} p_4(r, t) e\left(\frac{-t c}{r_b}\right), \quad t \geq \tau \quad (1.8)$$

Dans ces équations, P_b , p_1 , p_2 et p_3 , sont des constantes qui dépendent des caractéristiques du contact (durée du contact, milieu ambiant, etc.); $p_4(r, t)$ est une fonction qui dépend aussi des caractéristiques du contact; c est la vitesse du son dans le milieu ambiant; r et θ sont les coordonnées sphériques ayant pour origine ($r = 0$) le point de contact des billes et ($\theta = 0$) l'axe reliant de centre géométrique des billes (dénommé axe de frappe).

Ces équations démontrent que le rayonnement est maximum le long de l'axe de frappe, normal au plan de contact ($\theta = 0$), et nul dans ce plan ($\theta = \pi/2$). Elles indiquent aussi que la pression acoustique diminue rapidement lorsque la distance au point de mesure (r) augmente. De plus, elles permettent d'observer la décroissance rapide de la pression acoustique dès la fin du contact. La nature momentanée de ce signal trouve sa réciproque dans une très vaste couverture spectrale (Cushieri et Richards, 1993).

Des résultats similaires ont été obtenus expérimentalement par Wood et Byrne (1983), pour les impacts répétés d'une sphère contre un plan se déplaçant aléatoirement : niveau sonore focalisé de 0° à 30° environ et proportionnel à la rigidité des billes. Wu (1993) a proposé un second développement analytique qui vient confirmer le tout. Ces études ne s'attardent pas à l'évolution spatiale du spectre de fréquences.

Par ailleurs, l'énergie totale rayonnée est proportionnelle à $\tau^{-1/5}$ (Holmes, 1976), où la durée du contact est elle-même reliée à l'énergie cinétique initiale et aux propriétés des corps. Richards, Westcott et Jeyapalan (1979) expriment l'efficacité du rayonnement d'accélération produit par l'impact de deux sphères ou de corps divers, en fonction de leur énergie cinétique initiale. D'après leur évaluation, l'énergie acoustique d'accélération d'une bille est inférieure à 0,00015 fois son énergie cinétique. Tous affirment que l'énergie acoustique d'accélération d'un corps de grande surface est très faible par rapport à celle de réverbération (e.g. Richards et al., 1979).

Pour ce qui est des impacts répétés, il est possible d'en analyser les caractéristiques par des moyens statistiques. La connaissance de l'amplitude des impacts et de leur fréquence conduit éventuellement à la description du bruit d'accélération. C'est en tenant compte du coefficient de restitution et des conditions variables des impacts (dus au mouvement des deux corps) qu'on exprime les fonctions de densité de probabilité de la vitesse des corps (Wood et Byrne, 1981). Selon une étude expérimentale, il faut enregistrer plusieurs milliers d'impacts avant que le procédé puisse être considéré comme étant stationnaire (Wood et Byrne, 1982).

1.2.4 Le bruit de réverbération

Dans la littérature, l'étude de la réverbération acoustique passe généralement par l'analyse théorique des vibrations libres d'une structure, ou par l'analyse théorique ou expérimentale de ses vibrations forcées lorsque soumise à une excitation harmonique en

un point. Ces études portent habituellement sur des structures simples et facilement modélisées, telles que des plaques de dimensions infinies (Feit, 1966) ou des plaques rectangulaires ou circulaires avec supports élémentaires et excitées transversalement (Cervera, Estellés et Galvez, 1997). La réverbération produite par le mouvement transversal d'une plaque met en cause les ondes de flexion.

Feit (1966) a étudié le rayonnement acoustique en champ lointain d'une plaque élastique infinie soumise à une excitation ponctuelle harmonique. Il a démontré analytiquement que le champ acoustique en deçà de la fréquence critique de la plaque est évanescent et plutôt diffus, alors qu'il devient directionnel et propagatif au-delà de cette limite. Il témoigne par ailleurs que l'amortissement structural ne devient efficace que dans ce deuxième cas. En deçà de la fréquence critique, la structure agit comme un piston localisé à l'endroit du point d'excitation. La fréquence critique d'une structure est celle pour laquelle la vitesse de propagation de l'onde de flexion et celle de l'onde acoustique dans le milieu ambiant sont identiques (Fahy, 1985) :

$$f_{cr} = \frac{c^2}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_o h_o}{D}} \quad (1.9)$$

Une étude récente, à la fois analytique et expérimentale, met en cause une plaque rectangulaire encastrée sur son pourtour et excitée en son centre par une force aléatoire rose (Cervera, Estellés et Galvez, 1997). Des mesures effectuées en champ proche par sonde intensimétrique démontrent la relation directe du champ acoustique avec la réponse modale de la plaque. Certaines régions de la plaque agissent comme des sources acoustiques, alors que d'autres servent plutôt de puits d'énergie. Entre ces régions, c'est-à-dire vis-à-vis des lignes nodales, les vecteurs d'intensité acoustique sont pratiquement parallèles à la plaque et il n'y a donc pas de propagation normale à la plaque.

L'on sait d'ailleurs que les modes les plus rayonnants d'une plaque sont des modes impairs, justement parce que les modes pairs, qui possèdent autant de puits que de sources, offrent une meilleure capacité 'd'annulation' de l'énergie acoustique (Fahy, 1985). La capacité de rayonnement d'un mode dépend à la fois de son amplitude de vibration et de son couplage avec le fluide ambiant. Dans leur configuration expérimentale, Cervera et al. (1997) ont déterminé que le mode le plus rayonnant de leur plaque était le mode (7,3), ce qui correspond à sa 27^e fréquence naturelle.

1.2.5 Le rayonnement acoustique d'une plaque soumise à un impact transversal

Lors d'impacts sur une structure réelle, il y a combinaison des bruits d'accélération et de réverbération du marteau et de la structure. Le marteau étant généralement compact, ses fréquences naturelles sont souvent élevées, son amplitude de vibration assez limitée et son couplage avec l'air pour le moins restreint. Par conséquent, son rayonnement de réverbération est négligeable par rapport à celui de la structure. D'ailleurs, parmi les études portant sur les bruits d'impact, celles qui ne taisent pas l'élasticité de l'impacteur ne la considèrent que dans le calcul de l'énergie restituée lors du rebond (e.g. Goldsmith, 1960; Koss et Alfredson, 1973), ce qui constituera une part du bruit d'accélération. Le spectre de réverbération s'assimile à celui de la fonction de réponse en fréquences (FRF) de la structure, pondéré par le couplage acoustique de chaque mode de vibration.

De plus, le bruit d'accélération du marteau est nettement inférieur à celui de la structure. En effet, la pression acoustique maximale causée par l'accélération est proportionnelle à L^4 , où L est la longueur caractéristique du corps (Richards, Westcott et Jeyapalan, 1979). Puisque le marteau possède généralement de très faibles dimensions par rapport à la structure, le rayonnement d'accélération de l'ensemble est presque exclusivement celui de la plaque.

Le rayonnement transitoire des impacts est présenté dans le cadre d'études analytiques mettant en jeu des plaques infinies soumises à des impulsions mathématiques (Mackertick, 1990), des plaques rectangulaires (Lee et Benkeser, 1994) ou circulaires (Nakayama et Nakamura, 1985) dans un baffle rigide, ou encore un piston. La réponse transitoire est habituellement calculée pour le champ lointain. Les méthodes de calcul se succèdent et mettent en évidence la présence d'une impulsion acoustique de forte amplitude et de courte durée, combinée à un signal transitoire prolongé.

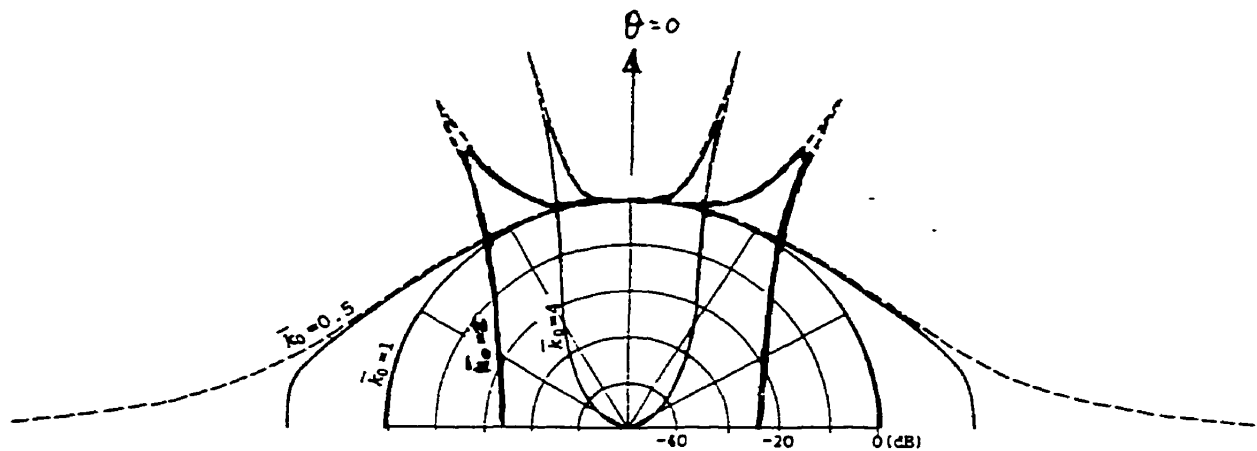


Figure 1.2 : Directivité du rayonnement acoustique d'une plaque soumise à un impact (Takahashi, 1992).

Le rayonnement transitoire provoqué par des impacts sur structure flexible fait aussi l'objet d'études expérimentales. Elles mettent en jeu le rayonnement acoustique d'une plaque élastique montée dans un baffle et soumise à l'impact d'une bille. Takahashi (1992) indique que l'angle de rayonnement maximum s'accroît avec la fréquence, pour les fréquences supérieures à la fréquence critique de la plaque. Sous la fréquence critique, le champ acoustique est diffus (voir figure 1.2). Il affirme que l'indice de directivité est inversement proportionnel à l'amortissement structural, ce qui confirme

les résultats de Feit (1966). Heitkämper (1985) situe l'angle de rayonnement maximum à $\sin(\theta) = k_0 / k$, où k_0 et k sont les nombres d'onde associés respectivement à la flexion et au champ acoustique dans le milieu ambiant. Les études de Takahashi et de Heitkämper ne distinguent pas les effets des bruits d'accélération et de réverbération.

1.2.6 Chevauchement des signaux transitoires

De toute évidence, les champs acoustiques d'accélération et de réverbération partagent, à des degrés divers, les mêmes espaces spatial, temporel et spectral. Le recouvrement spatial dépend de leur directivité, tandis que la superposition temporelle est liée aux vitesses de propagation.

L'apparent synchronisme entre les deux bruits est tributaire du point d'où ils sont observés. Contrairement à la perturbation due à l'accélération, l'édification des ondes de flexion requiert un certain temps. Ce délai est lié à la vitesse de propagation des ondes de flexion, alors qu'elles mettent en mouvement la structure (voir section 1.2.2). C'est donc dire que le signal de réverbération a du retard par rapport à celui de l'accélération, et qu'il sera perçu subséquemment à ce dernier par un microphone placé dans l'axe de frappe, normal à la plaque et passant par le centre d'impact (voir figure 1.3 a). Alors que l'angle d'observation s'accroît, on assiste à un enchevêtrement de deux signaux (Akay et Latcha, 1983; Heitkämper, 1985). Les ondes supersoniques de flexion dans la plaque, qui engendrent la réverbération, transportent l'énergie plus rapidement que le milieu ambiant. Ainsi, pour un microphone placé près de la plaque, mais loin du point d'impact, le début de la réverbération est perçu avant l'arrivée du signal d'accélération transporté par voie aérienne (voir figure 1.3 b). Il s'agit d'un effet géométrique dont la visualisation par interférogaphie s'avère très impressionnante (Wählin, Gren et Molin, 1994). Il en résulte un signal temporel dont les deux composantes sont pratiquement indissociables.

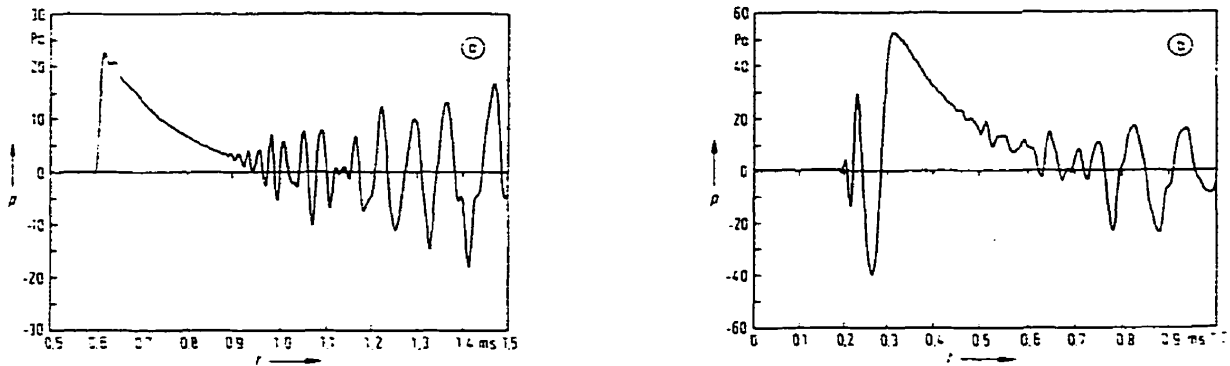


Figure 1.3 : Évolution temporelle de la pression acoustique mesurée près d'une plaque soumise à l'impact d'une bille : a) $\theta = 0^\circ$; b) $\theta = 60^\circ$. (Heitkämper, 1985).

Certains chercheurs ont tenté de découpler les deux spectres par des procédures diverses. On a adopté des moyens mécaniques et électroniques (Lahlou, 1993; Scurtu, 1995; Amram et al, 1993). L'utilisation d'une cage acoustique en mousse, isolant en principe la région spatiale de l'accélération de celle de la réverbération, est discutable. Elle n'est fermée que sur trois côtés, elle risque d'influencer les mesures en raison de la proximité du micro et elle admet tout le champ de réverbération originant dans son enceinte. Malgré tout, elle semble avoir amené des résultats satisfaisants lors des mesures du niveau sonore dans l'axe de frappe. Le principe d'une fenêtre temporelle autour du signal d'accélération semble s'acquitter convenablement de la tâche de découplage, dans la mesure où le microphone était situé dans l'axe de frappe. Cet axe est celui où la superposition temporelle est la plus faible. Ces méthodes ne peuvent pas être étendues à d'autres points de mesure sans une validation systématique.

1.3 L'amortissement par couche viscoélastique contrainte

La réverbération étant associée aux modes propres de flexion d'une structure, on a tenté de réduire l'amplitude et la durée de ce mouvement dans le but de restreindre le bruit. Une succession de travaux ont été entamés dans ce sens. Ils portent soit sur la

modification des vibrations naturelles de la structure par l'ajout de masse ou de rigidité, soit sur les techniques d'amortissement de ladite structure. Cray (1994) montre l'influence importante de la présence de raidisseurs sur le rayonnement acoustique d'une plaque en flexion harmonique. On note, par rapport à une plaque sans raidisseur, une augmentation générale du niveau sonore en champ proche. Par contre, des creux spatiaux d'amplitude apparaissent, en particulier lorsque les raidisseurs parallèles sont placés de façon aperiodique. Cuschieri (1983) propose de limiter l'énergie rayonnée par l'impact d'une bille sur une plaque, soit en augmentant la durée du contact (i.e. en modifiant les matériaux ou l'énergie cinétique initiale), soit en dépareillant les modes de la plaque (« mobility mismatch ») par l'ajout de masses ponctuelles, de raidisseurs ou d'un matériau déphaseur. Cette dernière méthode se matérialise sous la forme de panneaux amortissants qui, en plus d'atténuer les vibrations, peuvent générer des interférences destructrices dans les ondes de flexion. C'est cette voie qui est examinée ci-dessous.

1.3.1 La théorie

Il existe plusieurs types d'amortissement ayant chacun des effets plus ou moins marquants. Le fluide ambiant peut dissiper une partie de l'énergie cinétique par effet de pompage (ou de fuite) ou par rayonnement acoustique. Le frottement de contact avec un autre corps peut exercer une résistance au mouvement. Le matériau de la structure ou son mode de montage peuvent être auto-amortissants, soit par viscoélasticité dans le premier cas, ou par résonance des dislocations dans le second. Il se trouve encore bien d'autres mécanismes d'amortissement (e.g. magnétoélastique, thermoélastique, etc.) dont il n'est pas question ici (Nashif, Jones, Henderson, 1985).

L'un ou l'autre de ces mécanismes peut être mis à profit pour le contrôle des vibrations. Lorsqu'on ne peut modifier ni la structure, ni l'environnement dans lequel elle baigne, on peut avoir recours au *traitement amortissant de surface*. Il s'agit de l'apposition,

habituellement par collage, d'une couche viscoélastique retenue ou non par une couche de contrainte rigide. Les structures composées de tôles métalliques minces se prêtent bien à ce genre de traitement (Nashif et al., 1985).

Le principe de l'amortissement par traitement de surface viscoélastique avec couche de contrainte est présenté ci-dessous en des termes simples. La couche viscoélastique, prise en sandwich entre sa couche de contrainte et la structure vibrante, subit des déformations en tension/compression, de même qu'en cisaillement. L'hystérésis est causée par ses modules complexes d'élasticité et de cisaillement, ce qui permet une dissipation cyclique de l'énergie cinétique. (Dans le cas d'un traitement amortissant de surface sans couche de contrainte, seules les propriétés en tension entrent en jeu, ce qui le rend moins efficace mais plus facile à appliquer que le traitement avec couche de contrainte.) De plus, la structure subit une certaine rigidification et un alourdissement suite à l'apposition des deux couches supplémentaires, ce qui contribue à modifier les fréquences naturelles et à réduire l'amplitude des vibrations. Il est possible de calculer les contraintes dans les trois couches (la structure, l'âme viscoélastique et la plaque de contrainte) pour déterminer l'énergie dissipée (Nashif et al., 1985; Scurtu, 1995).

Les propriétés mécaniques de la couche viscoélastique sont largement tributaires de sa température interne. À basse température, le matériau viscoélastique se trouve en région vitreuse et son module d'élasticité est élevé (Mallick, 1988). Il unit de façon rigide la plaque de contrainte à la structure et, par conséquent, offre peu de dissipation d'énergie par cisaillement. À haute température, la couche viscoélastique devient caoutchouteuse, très ductile, et de module d'élasticité faible. Les déformations de la structure ne sont que faiblement transmises à la plaque de contrainte et, là aussi, la dissipation demeure limitée. Dans la zone de transition vitreuse, l'âme devient très viscoélastique. Son module d'élasticité se trouve entre les deux extrêmes ci-dessus et la perte d'énergie par cisaillement est optimum.

La fréquence du chargement a aussi un effet important sur la dissipation d'énergie. En effet, une fréquence élevée favorise un comportement de type vitreux, alors qu'une fréquence faible engendre un comportement de type caoutchouteux (Mallick, 1988). De plus, la dissipation d'énergie à basse température est favorisée par de courtes ondes de vibration (Nashif et al., 1985).

L'épaisseur de l'âme viscoélastique et de la plaque de contrainte, ainsi que la taille et la position des tampons amortissant sur la structure, interviennent aussi dans la capacité de dissipation d'énergie. La valeur optimale de ces facteurs doit être déterminée pour chaque structure.

1.3.2 Les Vac Damps

Les tampons amortissants sont généralement collés à la surface de la structure, ce qui les rend permanents. Dans certaines situations, la suppression des tampons s'avère essentielle. C'est le cas des chaînes de montage en avionnerie, où les tolérances de surface sont très serrées, notamment aux bords d'attaque. Le collage de tampons amortissants y est prohibé, car même s'ils pouvaient être retirés après les opérations de rivetage, les résidus de colle ou autres défauts de surface résiduels provoqueraient des pertes de portance indésirables. C'est ce qui a stimulé le développement d'un traitement de surface temporaire.

Le Vac Damp (Amram et Brooks, 1996; Brooks, 1990) est placé et maintenu sur la structure par effet de vide. Une embouchure au centre du tampon est connectée au conduit d'une pompe à vide. Des sillons à la surface de la couche viscoélastique permettent l'évacuation de l'air, et un joint d'étanchéité scelle le tout. Le vide obtenu est de l'ordre de 90 kPa. La figure 1.4 montre les principales caractéristiques de conception des Vac Damps.

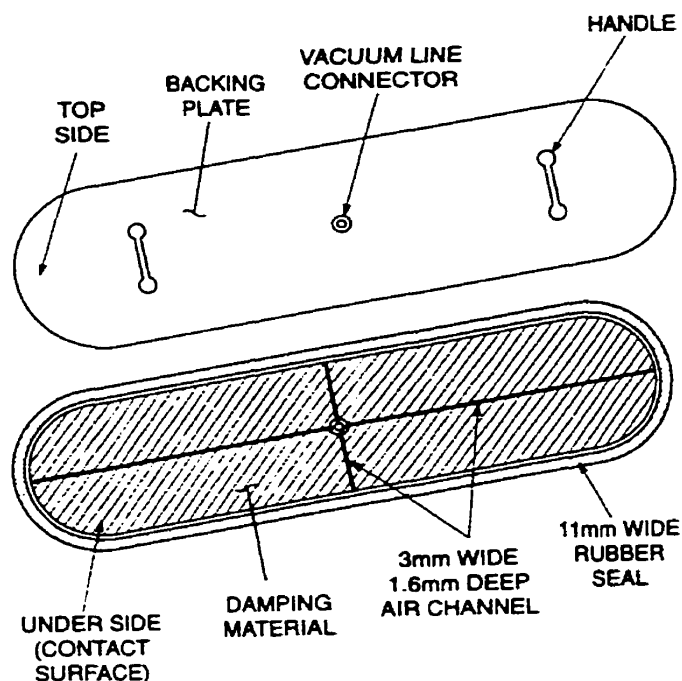


Figure 1.4 : Concept des Vac Damps (Amram et Brooks, 1996).

Certaines études ont permis de déterminer l'atténuation sonore occasionnée par l'utilisation des Vac Damps. Une évaluation globale montre des atténuations pouvant aller, selon les paramètres d'application, de 2 à 12 dBA dans l'axe de frappe, à 50 cm d'une plaque rectangulaire simplement supportée (Amram et al., 1993). Ces atténuations varient énormément selon la bande de fréquences étudiée. Une appréciation relative des Vac Damps face à un traitement collé montre des réductions supplémentaires de niveau sonore pouvant aller jusqu'à 5 dBA (Cizeron, 1994; Scurtu, 1995). Amram, Ostiguy et Lahlou (1993, 1994) ont évalué divers matériaux viscoélastiques, en termes de leur performance en atténuation acoustique. Le polyuréthane (Rhino Hyde), relativement dur, s'est montré plus efficace que le polysulfure (Dyad-606), plus mou. D'après les résultats de cette étude, les Vac Damps auraient moins d'influence sur le bruit d'accélération que sur celui de réverbération.

Ces études ont toutes été effectuées dans le domaine fréquentiel et sur un seul ou deux points de mesure dans le champ lointain. Elles ne donnent aucune indication sur la directivité du champ acoustique. Bien qu'elles offrent des hypothèses expliquant la performance accrue des Vac Damps par rapport aux tampons collés (on parle ici d'amortissement par effet de pompage ou par micro-frottement), aucune n'est vérifiée. De plus, le bruit d'accélération isolé en champ lointain, par fenêtrage temporel ou par cage acoustique, risque de comporter une grande part de réverbération, même dans l'axe de frappe.

1.4 Les mesures et la visualisation du champ acoustique

Un champ acoustique, quel qu'il soit, peut être décrit en termes de ses caractéristiques intrinsèques. Il s'agit des propriétés thermodynamiques du milieu à l'intérieur duquel se propage l'onde acoustique, qui sont régies par les lois de conservation de la masse, de l'énergie et de la quantité de mouvement. Le champ est donc habituellement défini par la répartition spatiale de la pression instantanée du milieu et de la vitesse des particules autour de leur position d'équilibre. Le second attribut se présente sous forme vectorielle, alors que le premier est un scalaire. Les deux se complètent sous la forme de l'intensité acoustique. Définie comme étant la quantité moyenne d'énergie par unité de surface normale à la direction de propagation de l'onde (Kinsler et Frey, 1982), l'intensité résulte donc des deux caractéristiques ci-dessus, de la façon suivante :

$$\vec{I} = \frac{\text{énergie}}{\text{surface}} = \frac{\text{force} \times \text{déplacement}}{\text{temps} \times \text{surface}} = \frac{1}{T} \int_0^T p(t) \vec{u}(t) dt \quad (1.10)$$

En connaissant la distribution des pressions acoustiques, on ne peut établir que l'amplitude du champ. L'orientation des vitesses particulières nous indique la direction de propagation. L'intensité combine ces deux caractéristiques en indiquant à la fois l'amplitude et la direction de propagation de l'onde acoustique.

Diverses méthodes sont envisagées pour établir le champ d'intensité acoustique d'une source. Elles sont brièvement décrites ci-dessous.

1.4.1 L'intensimétrie

Une sonde intensimétrique est constituée d'une, deux ou trois paires de microphones en phase, séparés l'un de l'autre d'une distance fixe. En plaçant la sonde dans le champ, les deux micros d'une paire mesurent la même pression acoustique, mais avec un léger décalage temporel. Cette mesure permet de calculer l'intensité acoustique dans la direction η correspondant à l'orientation de la paire de micros (Brüel & Kjær, 1986) :

$$I_{\eta} = p u_{\eta} = \left(\frac{p_1(t) + p_2(t)}{2} \right) \left(\frac{-1}{\rho} \int \frac{p_2(t) - p_1(t)}{\Delta \eta} dt \right) \quad (1.11)$$

Les mesures et les calculs doivent être effectués dans les trois axes spatiaux et pour chaque point de l'espace où l'on souhaite connaître le vecteur d'intensité. L'intensimétrie requiert en outre la possession d'une sonde fiable et d'un analyseur spectral de type FFT afin d'accélérer les calculs.

1.4.2 L'interférométrie

Développée à partir des principes de l'holographie optique (Goodman, 1968), l'interférométrie fournit des franges noires et blanches provenant de l'interférence entre un faisceau lumineux de référence (non perturbé) et un faisceau déphasé par la présence d'un corps sur lequel il est réfléchi. L'interféromètre permet de visualiser les modes transversaux de vibrations sans recourir aux mesures d'accélération : comme le capteur n'est pas en contact avec la structure vibrante, il ne vient pas perturber les modes structuraux. Il peut aussi servir à déterminer la composition d'une substance ou à détecter les perturbations dans un fluide.

C'est d'ailleurs par *interférométrie à double exposition* que Wagner (1986) a su visualiser les ondes acoustiques de surface d'une structure. Il s'en est servi pour la détection de défauts qui altèrent la propagation d'une onde acoustique longeant une surface. Wåhlin, Gren et Molin (1994) ont étendu la méthode au champ acoustique transitoire d'une structure soumise à un impact. Un laser au rubis émet un premier jet de très grande cohérence (référence) immédiatement avant l'impact, alors que le milieu n'est pas perturbé. Un second jet est émis au moment choisi durant ou après l'impact. La plaque holographique doublement exposée montre les franges d'interférence témoignant des déformations transversales de la structure. La résolution (alternance des franges blanches et noires) équivaut à un quart de la longueur de l'onde laser. Mettant à profit la relation qui existe entre l'indice de réfraction, la densité et la pression dans l'air, ils sont parvenus à enregistrer les franges d'interférence causées par le champ acoustique transitoire après l'impact. Cette méthode nécessite de l'équipement optique hautement sophistiqué et très dispendieux, mais livre des résultats très concluants quant à la propagation des ondes de flexion et des ondes acoustiques provoquées par l'impact. Elle ne permet pas d'évaluer l'amplitude du champ acoustique.

1.4.3 L'holographie acoustique traditionnelle

L'holographie optique a également donné lieu au développement d'une technique de détection dont les transducteurs sont acoustiques. L'holographie acoustique s'inscrit dans le cadre d'une succession de développements acoustiques. *L'holographie acoustique par lévitation de surface liquide* et le *scanner acoustique* permettent respectivement d'obtenir l'image interférométrique et les défauts d'un corps solide plongé dans un bassin d'eau (Aldridge, 1971). La première technique requiert l'utilisation d'une source lumineuse cohérente, alors que la seconde nécessite une source ultrasonique, pour assurer une bonne cohérence et une grande résolution spatiale.

C'est dans les années 70 que s'est développée l'imagerie des perturbations acoustiques dans l'air, par *holographie acoustique*. Le rayonnement de sources stationnaires est mesuré à l'aide de deux microphones, l'un étant placé tout contre la source et servant de référence, et l'autre balayant un plan d'observation et fournissant le signal 'objet'. Un échantillon de pression est prélevé en chaque point d'observation, puis traité par ordinateur avec l'échantillon de référence correspondant, à la façon de l'holographie optique. C'est-à-dire que le rapport d'amplitude et le déphasage entre le signal objet et le signal de référence est enregistré pour chaque point d'observation. Ces données servent par la suite de 'convolveur spectral' pour la reconstruction des fronts d'onde à l'aide d'une onde mathématique monochromatique. En 1977, Uefa, Oshima et Tsujiuchi ont proposé un système simple permettant d'appliquer le procédé à des sources transitoires. Une structure martelée de façon régulière tient lieu de source transitoire. Au moment de chaque impact, un déclencheur amorce l'acquisition simultanée aux micros objet et de référence. Le micro objet est ensuite déplacé vers le prochain point de mesure, pour l'échantillonnage du prochain impact. Un détecteur de pics maintient le signal à sa valeur maximale pour chacune des acquisitions.

L'inconvénient principal de cette technique : le plan d'observation doit se trouver dans la zone de Fresnel, c'est-à-dire à plusieurs longueurs d'onde de la source (Goodman, 1968). Qui plus est, il faut recommencer les mesures pour chaque plan de reconstruction holographique. Par contre, la méthode est simple et ne requiert aucun appareillage hautement spécialisé.

De nouveaux progrès technologiques, notamment dans le domaine de l'informatique, ont fait place à des procédures de plus en plus efficaces. Les systèmes d'acquisition à canaux multiples permettent d'enregistrer simultanément les échantillons provenant d'un *grillage de microphones*, plutôt que de devoir effectuer un balayage spatial avec un seul micro (Hiranaka, Nishii, Genma et Yamasaki, 1988). Les micros utilisés doivent posséder une réponse linéaire dans la bande de fréquences d'intérêt et être

convenablement calibrés, tant en phase qu'en amplitude. L'interpolation spatiale est limitée au plan des mesures, mais elle permet de reconstruire l'image des fronts d'onde, pour chaque fréquence sélectionnée.

1.4.4 L'holographie acoustique en champ proche

Établie par Maynard, William et Lee (1985), l'holographie acoustique en champ proche, ou « Nearfield Acoustical Holography » (NAH) est une technique basée à la fois sur des mesures expérimentales et sur des calculs théoriques. En effet, l'échantillonnage spatial de la pression acoustique dans un plan rapproché d'une source sert de données aux transformations mathématiques, qui serviront à déterminer les champs tridimensionnels de la pression acoustique, de la vitesse particulaire et des quantités de deuxième ordre découlant de celles-ci, telle l'intensité vectorielle. Elle ne requiert aucun équipement optique et peut être appliquée de diverses façons.

L'holographie acoustique en champ proche (NAH) fait appel à trois concepts fondamentaux : l'équation d'onde homogène, les transformées de Fourier et les fonctions de Green. L'équation d'onde homogène découle des principes de conservation de la masse, de l'énergie et de la quantité de mouvement. Elle régit le potentiel de vitesse pour un écoulement fluide irrotationnel, lorsque les forces massiques sont négligeables, dans un milieu continu et lors d'un processus adiabatique réversible. Dans le cas monochromatique, les relations entre l'intensité acoustique instantanée (I), la vitesse particulaire (u) et la pression (p) s'écrivent comme suit (Kinsler et Frey, 1982) :

$$\vec{u}(t) = \frac{-1}{\rho} \int \nabla p(t) dt \quad (1.12)$$

et

$$\vec{I}(t) = p(t) \cdot \vec{u}(t) \quad (1.13)$$

Il va de soi que les caractéristiques d'une onde complexe seraient décrites par la somme de leurs termes fréquentiels. On peut ainsi, grâce à la transformée de Fourier (\mathcal{F}) et à ses propriétés, écrire ces relations dans le domaine des fréquences :

$$P(f) = \int_{-\infty}^{\infty} p(t) e^{-j2\pi f t} dt \quad (1.14)$$

$$\vec{U}(f) = \frac{-\nabla P(f)}{j\rho c k} \quad (1.15)$$

$$I(\vec{f}) = \frac{1}{2} \Re \left[P(f) \vec{U}^*(f) \right] \quad (1.16)$$

où \Re représente la partie réelle d'un nombre complexe, dans le domaine des fréquences.

Notons que $P(f) = \mathcal{F}[p(t)]$, $\vec{U}(f) = \mathcal{F}[\vec{U}(t)]$ et $I(\vec{f})$ est le vecteur d'intensité moyenne pour la fréquence f . Si le spectre $P(f)$ est connu en plusieurs points d'un plan spatial (x, y), il est possible d'établir son 'spectre spatial' par double transformée de Fourier dans ce plan, où k_x et k_y sont les 'fréquences angulaires spatiales' (analogues à ω dans le spectre conventionnel des fréquences). Ces 'fréquences spatiales' correspondent au nombre d'onde dans chacune des directions x et y . Le 'spectre spatial' de la pression acoustique et de la vitesse particulière dans la direction η ($= x, y$ ou z) s'écrivent donc :

$$\bar{P}(f, k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(f, x, y) e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (1.17)$$

$$\bar{U}_\eta(f, k_x, k_y) = \left(\frac{k_\eta}{\rho c k} \right) P(f, k_x, k_y) \quad (1.18)$$

Les trois dernières équations ci-dessus servent à calculer les vecteurs d'intensité acoustique, dans le domaine des fréquences (ω) et dans le plan de mesures (x, y, z). Le

nombre d'onde k_z , défini par $k_z^2 = k^2 - k_x^2 - k_y^2$, est connu pour une fréquence $k = \frac{2\pi f}{c}$ et pour un point donné du 'spectre spatial' (k_x, k_y).

Pour calculer les vecteurs d'intensité dans un autre plan (x, y, z'), il faut faire intervenir une fonction de propagation spatiale $G(x, y, z | x', y', z')$. Cette fonction, qui s'assimile à une fonction de Green, est appliquée aux données $P(f, x, y, z)$ par le biais de l'intégrale de Raleigh afin de fournir les valeurs de pression $P(f, x', y', z')$. Elle doit satisfaire à la fois l'équation homogène de Helmholtz et les conditions de Dirichlet à la surface de mesures et à une autre, lointaine. Puisque l'intégrale de Raleigh dans le plan de mesure correspond à la convolution de la pression acoustique avec la fonction de propagation, elle peut être traitée, dans le domaine des 'fréquences spatiales', de la façon suivante :

$$\overline{P(k_x, k_y, z')} = \overline{P(k_x, k_y, z)} \overline{G(k_x, k_y, z' - z)} = \overline{P(k_x, k_y, z)} e^{j(z' - z) k_z} \quad (1.19)$$

En somme, grâce à la transformée de Fourier à deux dimensions (2D) de la pression mesurée dans un plan rapproché d'une source, il est possible de connaître les pressions, les vitesses particulières et les vecteurs d'intensité acoustique en divers plans parallèles au plan de mesures.

L'acquisition simultanée sur tous les points du plan s'avère nécessaire pour recueillir la phase sans avoir à recourir à un micro de référence. Compte tenu de la transformation en 'spectre spatial' des pressions mesurées, une réponse linéaire et étalonnée des micros ainsi qu'un ajustement rigoureux de leur phase sont manifestement indispensables à la précision des résultats. Puisque les calculs sont menés dans le domaine spectral, il est possible d'étudier des sources à large bande, mais en traitant les fréquences individuellement. La densité des micros dans le plan de mesure ($\Delta x = \Delta y$) définit à la fois la résolution spatiale dans les plans de calculs holographiques et la 'fréquence spatiale' d'échantillonnage ($k_s = 2\pi / \Delta x$), qui doit respecter le 'taux de Nyquist spatial'

($k_s \geq 2 k_N = \frac{2 \pi f_{\max}}{c}$). L'étendue du plan de mesure ($M \Delta x$) définit la résolution du 'spectre spatial' ($\Delta k_x = \Delta k_y = 2\pi / M \Delta x$) et est limitée par ($M \Delta x$) $\geq (c / f_{\min})$, pour que les ondes les plus longues soient convenablement échantillonnées.

Des améliorations techniques ont été proposées pour l'application de la NAH à des sources planes (Rowell et Oldham, 1995(1) et 1995(2)). On recommande l'emploi d'une fenêtre à deux dimensions et d'un bourrage de zéros (« zero-pad ») sur les données spatiales, avant toute transformation au domaine spectral, afin de réduire les fuites et d'éviter le repliement spatial. On expose une procédure d'interpolation dans le domaine des fréquences spatiales pour en augmenter la résolution.

Bien des chercheurs ont exploité le filon de la NAH, et ce à des fins variées. Il en est ressorti des procédures de plus en plus raffinées et dont les applications se diversifient. La GENAH (« Generalized Nearfield Acoustical Holography »), développée par Williams et Dardy pour étudier le rayonnement des corps submergés, est utilisée efficacement pour obtenir une séquence animée du champ de pression (Schuette, 1991). Une extension de la NAH, le SIMAP (« Structural Intensity from the Measurement of Acoustic Pressure ») permet de calculer la distribution des vitesses normales d'une structure et son intensité structurale sans le contact d'accéléromètres (Williams, Dardy et Fink, 1985; Williams et Dardy, 1986). Les mesures peuvent être effectuées dans un liquide ou dans un gaz et nécessitent la reconstruction des ondes évanescentes (celles pour lesquelles $k_z = (k^2 - k_x^2 - k_y^2)$ est un nombre imaginaire).

Développé par Hald en 1989, le « Spatial Transformation of Sound Fields », ou STSF, se veut une combinaison de la NAH en champ proche et de l'application de l'intégrale de Helmholtz en champ lointain (Hald, 1989; Rasmussen, 1995; Rasmussen et Gade, 1995). Le calcul du spectre croisé de chaque micro du grillage avec un microphone de référence permet d'une part d'établir les propriétés statistiques du champ aléatoire

stationnaire, et d'autre part d'utiliser des mesures successives dans ce champ stationnaire. Ces spectres croisés remplacent les auto-spectres dans le calcul de la NAH ou de l'intégrale de Helmholtz. On a appliqué la STSF à des champs acoustiques incohérents, effet de la présence de plusieurs sources indépendantes, en plaçant autant de micros de référence que de sources dans le champ. La « Multi-Reference Nearfield Acoustical Holography » (MRNAH) permet de localiser chacune de ces sources (Hallman et Bolton, 1992) par le calcul du spectre croisé des micros du grillage avec chacune des références. Grâce aux calculs de cohérence entre les mesures et chacune des références, il est possible de décomposer tous les spectres obtenus en sous-spectres associés à chaque source. Les STSF et MRNAH n'ont pas été appliqués à des champs acoustiques transitoires.

1.5 Récapitulation et conclusions

Les Vac Damps affichent une capacité intéressante d'atténuation acoustique. Il est probable qu'à l'instar des autres traitements de surface par couche viscoélastique contrainte, ils accroissent l'amortissement structural par dissipation énergétique en tension et en cisaillement. La rigidité et la masse accrues contribuent aussi à restreindre les oscillations. De surcroît, leur application par dépressurisation accentue les atténuations obtenues par rapport à un traitement conventionnel. Ces performances améliorées pourraient être attribuables aux phénomènes de pompage ou de micro-frottement, mais cela demeure hypothétique.

Les tentatives d'optimisation des Vac Damps ont porté principalement sur le choix du matériau viscoélastique, ses dimensions et la confection du tampon. Puisque l'unique capteur était toujours positionné au même endroit (en champ lointain, habituellement dans l'axe de frappe), aucune considération ne fut portée sur la directivité du champ. Ceci, conjointement avec une symétrie parfaite du traitement viscoélastique lors des essais, inhibe les développements qui pourraient découler d'une éventuelle dissymétrie.

Toutes les recherches ont été effectuées dans le domaine des fréquences (aucune étude des signaux temporels transitoires, en particulier du bruit d'accélération). Les résultats spectraux se rapportant au bruit d'accélération ont été déduits par soustraction du spectre fenêtré de réverbération, à partir du spectre global.

Les objectifs de la présente thèse sont donc originaux, puisqu'aucune évaluation vectorielle du champ acoustique d'accélération d'une structure traitée par Vac Damp n'a encore été effectuée. Qui plus est, aucune mesure acoustique n'a été effectuée sur une structure où les Vac Damps sont posés de façon dissymétrique. L'analyse des signaux temporels et spectraux de la réverbération dans un plan de mesures est, elle aussi, novatrice.

Les bruits d'accélération et de réverbération provoqués par une frappe sur une structure flexible se superposent dans le temps, dans l'espace et dans leur spectre. Leur appartenance à un unique phénomène entraîne, malgré leur délai et leur durée respectifs, un chevauchement temporel qui augmente avec l'angle d'observation. Les techniques de séparation des deux bruits utilisés dans l'axe de frappe ne sont pas nécessairement applicables lorsque l'angle d'observation est grand. Il faut donc soit les valider, soit en développer de plus efficaces.

La caractérisation exhaustive du champ acoustique d'accélération passe par la détermination des vecteurs d'intensité dans un espace tri-dimensionnel entourant la source. À cette fin, plusieurs méthodes ont été évaluées. De toute évidence, l'intensimétrie se montrerait fastidieuse en raison du nombre important de points spatiaux à considérer. L'interférométrie optique à double exposition revêt un grand intérêt, en ce sens qu'elle mène à la visualisation du champ, et ce en temps réel. Elle requiert toutefois de l'équipement sophistiqué et dispendieux. L'holographie acoustique traditionnelle est simple et peu coûteuse, mais nécessite plusieurs plans de mesure et n'offre des résultats qu'en champ lointain. L'holographie acoustique en champ proche

exige la mise en place d'un système d'acquisition de données précis et relativement puissant, un banc d'essais fiable et un logiciel de traitement de données. Grâce à cela, elle fournit les vecteurs d'intensité en tout plan parallèle à l'unique plan de mesures. Malgré les difficultés associées à l'instauration d'un tel système, c'est celui qui optimise les critères de coût et d'efficacité expérimentale. Même si les systèmes commerciaux de mesures par NAH sont très dispendieux, il est possible de développer un système maison, moyennant le développement de quelques techniques particulières.

CHAPITRE 2

ÉLABORATION DU BANC D'ESSAIS ET D'ANALYSES

2.1 Introduction

Ce chapitre de synthèse a pour but de résumer l'essentiel des travaux préalables à la prise des mesures expérimentales et à l'analyse des données. La majeure partie des détails techniques pertinents sont contenus dans les articles de Ross, Ostiguy et Amram (1998 et 1999), présentés aux annexes A, B et C. Il sera suivi d'un second chapitre de synthèse portant sur le protocole expérimental et l'analyse des résultats.

On expose ici les composantes matérielles du banc d'essais et de la chaîne de mesures, ainsi que les spécimens de tests. La quasi-totalité de ces éléments a été développée, fabriquée et mise en place pour les besoins particuliers de la présente recherche. De même, on décrit la procédure de conception et de validation des programmes informatiques servant à l'acquisition et à l'exploitation des résultats. Ces programmes ont été élaborés spécifiquement pour les besoins de ces travaux. On verra que des approches novatrices ont été utilisées pour mener à bien cette étude.

2.2 Structure d'essais et marteau

Les Vac Damps ont déjà été testés sur des structures correspondant à leur application réelle. Ces structures comportent des surfaces courbes ou ondulées, des raidisseurs, des discontinuités (e.g. trous, pièces d'assemblage) de même que des conditions de fixation changeantes. Toutes ces variables, qui furent utiles pour connaître la capacité d'atténuation des tampons en situation réelle, risquent de nuire grandement à nos

tentatives de caractérisation des effets des Vac Damps sur le champ acoustique vectoriel. Une structure simple a donc été adoptée, autant dans le but de réduire les impondérables que dans celui d'avoir une référence théorique pour les résultats.

Les marteaux de rivetage industriels sont très puissants et encombrants. S'ils sont utilisés sur une période quelque peu prolongée en un seul point d'une structure d'aluminium, ils l'endommageront. De plus, leur volume rend très difficile la construction d'un ensemble de capteurs dans un espace rapproché du point d'impact. Pour ces raisons, la conception d'un marteau à action périodique, mais de moindre puissance et de dimensions réduites, fut nécessaire.

2.2.1 Plaque rectangulaire simplement supportée

Cette structure est formée d'une plaque rectangulaire et homogène d'aluminium 6061-T6, d'une épaisseur de 4,8 mm et simplement supportée sur son pourtour. Les dimensions de la plaque entre ses supports sont de 914,4 mm sur 609,6 mm. Elle est soutenue verticalement par une structure rigide bafflée, par l'intermédiaire de cylindres de Teflon de 3,2 mm (voir annexe C, figure C.1).

On obtient ainsi des conditions continues de support simple sur tout le périmètre. Ces conditions sont testées par la vérification des quelques premières fréquences naturelles de la plaque. Les fréquences naturelles réelles sont obtenues par l'analyse modale de la plaque excitée à l'aide d'un marteau calibré. Elles sont confrontées aux fréquences naturelles théoriques obtenues à l'aide de l'équation 1.6.

Les résultats démontrent que l'écart entre les fréquences naturelles mesurées et calculées se situe entre 0 et 3 Hz pour les six premiers modes (voir annexe C, tableau C.1), ce qui confirme les conditions de support simple. Les caractéristiques de la plaque et ses

conditions de support étant connues, le calcul de ses déplacements latéraux suite à une excitation quelconque pourra, par la suite être exécuté sans difficulté.

Le tout est monté en chambre anéchoïque, de telle sorte que les mesures acoustiques d'un côté de la plaque seront pratiquement celles dans un demi-champ libre.

2.2.2 Marteau à action périodique

Le marteau d'essais est composé d'un système masse-ressort, activé près de sa première fréquence naturelle par un moteur électromagnétique, lui-même alimenté par un générateur de signal sinusoïdal, réglé à 27 Hz. Une tige mince et bien lubrifiée, terminée par une bille d'acier d'un diamètre de 6,4 mm, forme le marteau (voir figure C.2). Le tout est supporté par un trépied posé sur le sol. La fréquence de frappe ainsi obtenue est de 27 Hz (comparable à celle d'un marteau pneumatique) et la durée du contact est de l'ordre de 140 μ s à 150 μ s.

Les mesures et calculs en annexe G démontrent la capacité et la fréquence de frappe du marteau, de même que la faible influence du moteur sur le champ acoustique résultant.

2.3 Équipement de mesure

Les objectifs de l'étude portent sur la caractérisation du champ d'intensité acoustique dans le voisinage du point d'impact. Ainsi, chaque élément de la chaîne de mesure est sélectionné et installé dans le but de réaliser l'holographie acoustique (NAH) en champ proche. Néanmoins, des contraintes budgétaires importantes s'imposent : un système commercial pour la NAH était évalué à 170 000 \$ en 1995. Elles sont contournées par l'achat judicieux d'équipement peu dispendieux, l'utilisation optimum de l'infrastructure

et du matériel disponibles sur place, de même que le développement complet des programmes d'acquisition et d'analyse des données. Le budget total en espèces, pour la mise en place de la chaîne de mesures est inférieur à 9500 \$.

La chaîne de mesures est schématisée à la figure 2.1. On y retrouve les principales composantes du banc d'essais, les capteurs et les éléments d'acquisition et de traitement des données.

2.3.1 Capteurs acoustiques

Seize transducteurs omnidirectionnels sont alimentés par un conditionneur de signal. Les microphones à électret Acoustichel 130-A offrent une gamme dynamique de 90 ± 1 décibels (dB) dans la bande de 20 Hz à 6000 Hz (voir figure B.15). Ils ont une fréquence de résonance de 13 kHz et une sensibilité de 25 mV/Pa. Ils font 10 mm de diamètre et 25 mm en longueur.

Les microphones sont placés sur un grillage plan de 4×4 points. Celui-ci est formé de tiges d'acier enrobées de chlorure de polyvinyle (PVC), reliées entre elles par des croix ou des coudes spécialement conçus. Afin de quadrupler le nombre de points spatiaux de mesures, un cadre rigide de Plexiglas sert de support au grillage de microphones, où ce dernier peut être placé en quatre positions différentes. Les 64 points de mesure ainsi obtenus forment un plan placé à 5 cm de la plaque d'essais et centré autour de l'axe d'impact, soit l'axe normal à la plaque et passant par le point d'impact (voir figure B.1 et figure D.1). La résolution spatiale du grillage est $30,0 \pm 0,6$ mm.

La boîte d'alimentation à seize canaux Acoustichel 514-A (PCB) fournit un courant électrique de 5 mA avec une tension de ± 2 V. Sa réponse est linéaire de 10 à 40 000 Hz. Chaque microphone possède sa propre mise à la terre. À la sortie du conditionneur, dont

le gain programmable est fixé à 1, les seize tensions sont transmises par câbles BNC au système d'acquisition de données.

2.3.2 Appareillage d'acquisition de données

Le système d'acquisition de données est constitué d'un micro-ordinateur (PC) de type 486, à l'intérieur duquel se trouvent trois cartes d'acquisition AT-A2150C de National Instruments (N.I.), contrôlées par un programme écrit en LabView 4.0. Chaque carte peut échantillonner simultanément sur quatre canaux (quatre ports d'entrée RCA) à des fréquences allant de 4 Hz à 51,2 kHz. Elles sont reliées entre elles par le biais d'un connecteur « Real-Time System Integration bus » (RTSI), qui permet la synchronisation logicielle des horloges internes des trois cartes et de leur échantillonnage. Conséquemment, douze canaux d'entrée synchronisés sont disponibles (à condition d'inclure les éléments de synchronisation dans le programme de contrôle). Toutefois, avec autant de canaux d'entrée, le processus de mise en mémoire tampon et de retrait limite la fréquence d'échantillonnage à 44,1 kHz.

Au moment où la chaîne de mesures a été mise sur pied, il n'était pas possible de constituer un système équivalent avec 16 canaux d'échantillonnage simultanés. Il s'agit d'une limite inhérente aux cartes, ne permettant pas d'en relier plus de trois par le connecteur RTSI. Pour pallier au manque de canaux par rapport au nombre de micros, une boîte d'aiguillage de fabrication maison permet à l'utilisateur d'acheminer les signaux de l'un ou l'autre de deux groupes de huit micros vers l'entrée des huit premiers canaux d'acquisition (sur deux cartes). Ainsi, en deux séries de mesures, on peut obtenir l'information provenant des seize micros. Pour effectuer l'holographie acoustique, les seize mesures doivent en principe être toutes simultanées. Un 17^e micro, le micro de référence, est donc branché au 9^e canal d'acquisition (sur la troisième carte). Ce micro, un B&K 4133 alimenté par un amplificateur B&K 2610, est placé derrière la plaque

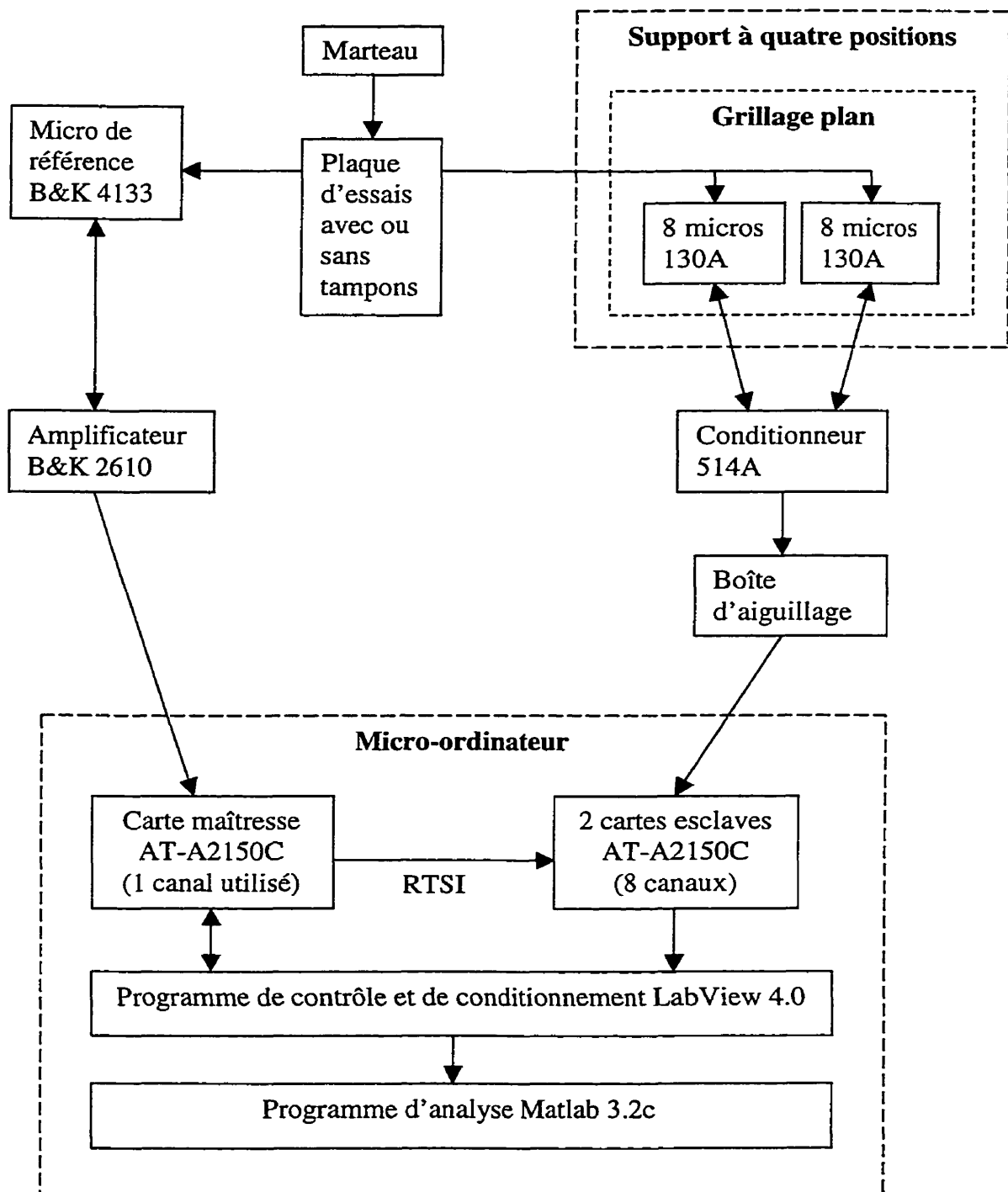


Figure 2.1 : Schéma du montage expérimental.

d'essais, tout près du point d'impact. Son signal est saisi en simultané avec les huit autres, à chaque fois qu'un groupe de micros est utilisé. En bref, huit saisies de données sur neuf canaux doivent être effectuées pour couvrir les 64 points de mesure. Les huit signaux de référence sont essentiels pour *harmoniser* l'information provenant des deux groupes de micros. La méthode sera discutée dans la prochaine section.

2.4 Développement du programme d'acquisition des données

Le contrôle de l'acquisition des données se fait par voie informatique. Une fois les cartes d'acquisition dûment installées, configurées et reliées par le connecteur RTSI, le logiciel LabView offre (entre autres) les fonctions nécessaires à leur contrôle. Il est toutefois nécessaire de générer le programme spécifique à l'application désignée.

2.4.1 Étalonnage d'amplitude des micros

Les calculs de NAH nécessitent que l'amplitude de la réponse de tous les micros soit la même. Après vérification de la linéarité de leur réponse (variation inférieure à $\pm 0,7$ dB dans la bande d'utilisation), les microphones sont soumis à un examen de leur amplitude à 1000 Hz. À cette fréquence, un étalon B&K 4230, auquel un adaptateur permet l'insertion des micros 130A, émet un signal de 93,8 dB. Chaque micro est testé individuellement avec ce même étalon. Pour chacun, une moyenne est effectuée sur 30 échantillons possédant une résolution fréquentielle de 1 Hz. La différence d'amplitude en dB entre la valeur obtenue et la valeur étalon est enregistrée et sert de facteur de correction d'amplitude pour ce micro.

Ces 17 facteurs de correction démontrent une stabilité de 0,2 dB au cours d'une période prolongée. Un spectre typique d'étalonnage d'amplitude est présenté à la figure B.16.

2.4.2 Étalonnage de phase des micros

L'holographie acoustique requiert aussi que la différence de phase entre les microphones soit limitée à quelques degrés. Dans ce cas, chaque microphone du grillage est confronté individuellement au micro de référence, afin que tous aient la même référence de phase. Chacun est individuellement placé à côté du micro de référence, à 60 cm d'une source à large bande de fréquences. Tous deux pointent en direction de la source. Les deux signaux sont échantillonnés à 32 kHz et avec une résolution de 20 Hz. Leur fonction de réponse en fréquence (FRF) permet d'identifier la phase entre les deux réponses. Il s'avère que leur déphasage est linéaire sur la bande de 800-4000 Hz (voir figure B.17). La pente du déphasage est évaluée par régression linéaire sur cette bande et permet de déterminer le facteur de correction, en radians / Hz, qui sera appliqué comme suit (Ross, Ostiguy et Amram, 1999) :

$$P(f)_{\text{corrigée}} = P(f)_{\text{mesurée}} \times e^{(-j \text{ pente } f)} \quad (2.1)$$

$P(f)$ correspond au spectre de la pression acoustique; la correction est effectuée dans le domaine des fréquences. Les facteurs de correction sont tous inférieurs à 8° et sont stables à long terme, en deçà de $\pm 2^\circ$.

Le programme d'acquisition applique automatiquement les facteurs de correction d'amplitude et de phase pour chacun des 17 micros.

2.4.3 Contrôle de l'horloge interne des cartes et des paramètres d'acquisition

Le programme est très polyvalent. Il permet, entre autres, une acquisition libre ou réglée par déclencheur (« trigger ») sur l'un des signaux analogiques entrants, de même que l'unification ou non des trois cartes d'acquisition. La carte sur laquelle est branché le

micro de référence est définie par le programme comme 'carte maîtresse'. C'est-à-dire qu'elle peut contrôler à la fois l'horloge interne des trois cartes, ainsi que le moment du déclenchement, le nombre de points à obtenir avant et après le déclenchement, le nombre d'échantillons et la fréquence d'échantillonnage des douze canaux, tous sélectionnés par l'utilisateur. Le canal de la carte maîtresse sur lequel est branché le micro de référence est défini par le programme comme étant le 'canal de déclenchement analogique'. C'est à ce canal que les conditions de déclenchement sélectionnées par l'utilisateur (seuil, pente) seront appliquées.

2.4.4 Filtres, fenêtres et autres fonctions

Le programme est prévu pour appliquer, sur demande de l'utilisateur, les filtres ou les fenêtres standards. Les échantillons individuels et les moyennes peuvent être visualisés graphiquement, autant dans le domaine temporel que spectral.

Un filtre anti-repliement est intégré aux cartes d'acquisition. Sa fréquence de coupure est automatiquement placée à 45 % de la fréquence d'échantillonnage (f_s) et il produit un rejet d'au moins 85 dB à $0,5 f_s$ et au delà.

Les échantillons temporels bruts sont sauvegardés sous format matriciel ASCII. Le fichier de données ainsi créé peut être lu par la plupart des logiciels sur PC.

2.5 Développement du programme d'holographie acoustique en champ proche

Le programme d'analyse, initialement écrit sur Matlab 4.2, est actualisé et fonctionne sur Matlab 5.3. Grâce à sa fonction de transformée rapide de Fourier (FFT) en deux dimensions (ce que LabView n'offre pas), Matlab est tout désigné pour le calcul de

l'holographie acoustique en champ proche. Le programme lit les fichiers de données temporelles brutes en ASCII, applique les filtres ou fenêtres requises, tant dans le domaine temporel que spatial, effectue les calculs NAH (tels que présentés au chapitre 2), de même que les moyennes, et fournit les résultats sous forme graphique.

Plus spécifiquement, le programme effectue les étapes suivantes. Il lit un fichier ASCII, qui contient les données d'un seul essai, sous forme de matrice $73 \times 36\,000$. La première rangée contient certaines informations relatives à l'essai; les 72 autres contiennent les 30 échantillons de 1200 points temporels recueillis aux 72 positions de mesure (64 avec le grillage de micros et 8 avec le micro de référence). Il a été nécessaire, au moment des travaux expérimentaux, de sauvegarder les données d'acquisition en matrices à deux dimensions (2D), puisque Matlab 4.2 n'admettait pas de troisième dimension. Aujourd'hui, les données peuvent être sauvegardées en matrices à trois dimensions (3D) comprenant 72 positions de mesure \times 1200 données temporelles \times 30 échantillons et traitées par Matlab 5.3. Une bonne partie du temps d'exécution, qui servait à la manipulation tri-dimensionnelle des matrices 2D, peut ainsi être éliminée.

Le programme procède ensuite à la transformation dans le domaine fréquentiel des données temporelles, par FFT et en appliquant la *fenêtre* (traité plus loin) et le bourrage de zéros (« zero-pad ») appropriés. Comme les données ne sont pas prises simultanément en toutes positions du plan de mesure, leur amplitude et leur phase doivent être ajustées de façon à 'synthétiser' une acquisition simultanée. La procédure, décrite ci-dessous, est effectuée grâce aux données de référence qui sont par la suite éliminées (ce qui laisse 64 rangées de données au lieu de 72).

Les 64 points spectraux représentant une unique fréquence (choisie par l'utilisateur) dans le plan de mesure sont par la suite transformés en 'fréquences spatiales' (k_x , k_y).

La matrice 8×8 contenant ces valeurs complexes est traitée par transformée de Fourier 2D, à l'aide de la fonction *FFT2* de Matlab. Puisque la matrice traitée est de faible étendue spatiale, il est nécessaire de lui appliquer non seulement un bourrage de zéros 2D pour augmenter la résolution des 'fréquences spatiales', mais aussi un *traitement contre les fuites* d'énergie. Ce traitement est présenté plus loin.

La *fonction de propagation*, telle que définie au chapitre 2, est appliquée et les composantes (en 'fréquences spatiales') des vecteurs d'intensité acoustiques sont calculées pour un plan de reconstruction choisi. Le retour dans le domaine des fréquences est effectué par *IFFT2*, transformée de Fourier 2D inverse. Les moyennes ne sont calculées qu'à la toute fin, sur les amplitudes et les composantes vectorielles obtenues.

Les amplitudes acoustiques dans le plan de calcul (parallèle à la plaque d'essais) sont présentées sous forme de courbes de niveau de pression sonore (NPS). Les vecteurs d'intensité acoustique, qui indiquent les directions de propagation du son, sont mieux représentés par des vecteurs (fonction *quiver*) dans un plan de propagation (i.e. un plan normal à la plaque d'essais).

2.5.1 Procédure d'*harmonisation* des données

Harmonisation est le nom désignant le traitement numérique par lequel les résultats de mesures successives sont transformés en résultats de mesures simultanées. Pour chaque série de mesures (i.e. 64 positions dans le plan de mesure), l'amplitude et la phase des signaux provenant des micros du grillage sont ajustées à l'aide des signaux émis par le microphone de référence. Les données ainsi traitées sont dites *harmonisées*.

Chaque série de mesures est constituée de 8 saisies sur 9 canaux (dont le canal de référence), ce qui permet de couvrir les 64 positions dans le plan de mesures. Bien que le microphone de référence soit immobile en tout temps et encore que le déclenchement analogique soit effectué sur ce signal et à chaque fois avec les mêmes paramètres, de légères variations d'amplitude et de phase peuvent survenir entre les 8 saisies. Ces variations proviennent des impacts eux-mêmes, dont la force peut fluctuer légèrement d'un cycle à l'autre (ce qui est représentatif de l'action d'un marteau pneumatique). On peut observer ce même phénomène pour chaque micro du grillage, lors de la saisie de plusieurs échantillons sans en déplacer le capteur (voir figure C.6). Bref, l'acquisition est simultanée sur les 9 canaux, mais ne peut pas être considérée comme telle entre les 8 saisies (ni entre les 30 échantillons d'une saisie).

Afin de constituer un ensemble d'acquisitions simultanées sur les 64 points du plan de mesures, ces variations d'amplitude et de phase doivent être corrigées. Nécessairement, neuf échantillons prélevés simultanément ont la même différence d'amplitude et le même déphasage que les neuf échantillons prélevés précédemment. On peut donc leur appliquer un facteur de correction qui correspond à la différence d'amplitude et de phase des signaux de référence. Cela se fait par le biais de la fonction de réponse en fréquence (FRF) entre les données de référence de la première saisie et celles de chacune des sept autres saisies d'un ensemble. L'application se fait comme suit (Ross, Ostiguy et Amram, 1999) :

$$P(f)_{i, \text{harmonisée}} = \frac{P(f)_{\text{référence } 1}}{P(f)_{\text{référence } i}} P(f)_{i, \text{mesurée}} \quad (2.2)$$

$P(f)_{\text{référence } 1} / P(f)_{\text{référence } i}$ est la *fonction d'harmonisation*, dans laquelle les indices '1' et 'i' correspondent respectivement à la 1^{re} et à la i^e saisie, de 2 à 8. La procédure est appliquée séparément sur chaque échantillon (la moyenne sera effectuée par la suite), de sorte que les données harmonisées brutes peuvent être utilisées individuellement. Une

fois harmonisées, les huit séries de signaux de référence deviennent identiques. Les échantillons provenant du grillage sont considérés comme des échantillons ‘simultanés’.

2.5.2 Techniques de séparation des bruits d'accélération et de réverbération

Les bruits d'accélération et de réverbération ont tendance à se superposer dans le temps, dans l'espace et dans leur spectre. La superposition temporelle est d'autant plus grande lorsque la position considérée s'éloigne de l'axe normal au plan de contact (l'axe d'impact). Comme les objectifs principaux de l'étude portent sur la caractérisation et la modification du champ acoustique d'accélération émanant des impacts, plusieurs techniques ont été envisagées pour la séparation des bruits d'accélération et de réverbération (Ross, Ostiguy et Amram, 1998). Chacune est brièvement décrite ci-dessous, mais seuls l'écran mécanique et l'application d'une fenêtre temporelle s'avèrent suffisamment rapides et efficaces pour les fins de la recherche.

Un *écran de mousse* de polyuréthane à cellules ouvertes recouvre la surface de la plaque d'essais, mais sans y toucher. Cet écran, d'une épaisseur de 50 mm, possède un trou carré de 27 cm dont les parois sont biseautées. Ce trou libère l'emplacement du grillage de microphones (voir photo F.1). De cette façon, une partie du bruit de réverbération est absorbée par l'écran de mousse, alors que le bruit d'accélération se propage librement vers les micros. Des mesures d'atténuation ont permis d'établir que l'écran réduit de 4 dB le bruit de réverbération atteignant les micros aux coins du plan de mesure (i.e. là où le chevauchement temporel est le plus important) pendant la période de superposition.

Puisque le bruit d'accélération est très bref en comparaison de celui de réverbération, et ce même à l'emplacement des micros les plus éloignés de l'axe d'impact, un faible pourcentage de l'énergie de réverbération vient perturber le signal d'accélération.

L'utilisation d'une *fenêtre temporelle* bien ajustée autour du bruit d'accélération peut donc suffire à effectuer la séparation, surtout lorsque l'écran de mousse est mis en place. Afin de quantifier l'énergie contaminante incluse dans la fenêtre, quatre signaux de test ont été créés. Ces signaux tentent de représenter (sans nécessairement leur être identiques) les bruits d'accélération et de réverbération tels qu'ils peuvent être obtenus au centre et aux coins du plan de mesures. Les deux signaux (accélération et réverbération) correspondant au centre du plan de mesures sont ensuite superposés puis fenêtrés. Le spectre du signal ainsi obtenu est comparé à celui du signal original d'accélération. La même procédure est appliquée aux signaux correspondant aux coins du plan de mesures. Le fenêtre numérique utilisée possède une forme trapézoïdale (comparable à une « flat-top »), dont la durée de 0,53 ms comporte 0,4 ms d'amplitude unitaire. Elle est illustrée à la figure C.8a . Les résultats spectraux (figure C.8 b et c) permettent de calculer que l'énergie de réverbération à l'intérieur du spectre fenêtré est de l'ordre de 0,5 dB ou moins.

La *corrélation croisée* peut parfois être utilisée pour détecter un signal connu (e.g. le bruit d'accélération au centre du plan de mesures, quasi exempt d'énergie de réverbération) porté par un autre signal (e.g. le bruit d'accélération + réverbération plus loin de l'axe d'impact). La *déconvolution* permet de diviser mathématiquement le spectre de deux signaux, dont l'un (e.g. le bruit d'accélération + réverbération) contient l'autre (e.g. le bruit d'accélération). Ces techniques furent testées au moyen des signaux artificiels décrits ci-dessus. Leurs résultats sont de peu d'intérêt, principalement à cause de la très courte durée du signal d'accélération, de la dispersion dans l'espace et du déphasage du signal de réverbération dans l'espace.

Le spectre d'amplitude des signaux d'accélération et de réverbération ont une allure très différente : le premier est une courbe généralement lisse dont l'amplitude diminue alors que la fréquence augmente, tandis que le second se distingue par des pics correspondant aux fréquences naturelles du système. En théorie, le signal fréquentiel d'amplitude

globale (accélération + réverbération) peut être transformé dans une troisième dimension par transformée de Fourier. Cette transformation est analogue à l'analyse cepstrale (Randall, 1987) et son résultat possède la mesure du temps. Dans cette troisième dimension, le spectre d'amplitude de l'accélération donnerait de basses 'fréquences spectrales' et celui de réverbération, de hautes 'fréquences spectrales'. En appliquant un *filtre spectral passe-bas*, on doit pouvoir isoler le spectre d'accélération du spectre global. Des tests ont été effectués sur des signaux réels mesurés près de l'axe d'impact (peu d'infiltration de la réverbération). Un *filtre spectral* elliptique d'ordre 4, avec un gain de $0 \pm 0,05$ dB dans la bande passante et un rejet de 40 dB dans la bande d'arrêt est appliqué au spectre d'amplitude du signal. Les résultats (figure C.11) montrent que cette procédure réduit effectivement les variations rapides au sein du spectre, mais provoque aussi un déplacement de la courbe vers de plus hautes fréquences. Cette technique est aussi rejetée.

Une technique efficace mais très laborieuse de séparation consiste en la *reconstruction du signal temporel*. Elle est basée sur le fait que seulement quelques modes (2 ou 3) de la plaque rayonnent de façon significative durant la propagation du bruit d'accélération (tableau C.3). Un signal temporel est construit, qui contient la fréquence de ces modes très rayonnants. Les amplitudes et les phases sont ajustées de façon à correspondre à la forme du signal de réverbération avant et après le signal d'accélération. Le signal construit est ensuite soustrait du signal global mesuré, laissant seulement le signal d'accélération. Cette technique, testée avec des données réelles prélevées près de l'axe d'impact, donne d'excellents résultats (figures C.12 et C.13). Toutefois, c'est une procédure lente, qui s'automatise difficilement et donc qui se prête mal au traitement de 1920 échantillons par essai (30 échantillons par position de mesure et 64 positions de mesure par essai).

Une fenêtre temporelle rectangulaire de 1 ms autour du signal d'accélération fournit un spectre de phase qui ressemble d'assez près à une droite de pente positive (figure C.14).

Puisque toutes les fréquences sont excitées en même temps au moment du contact, une droite en pente correspond au spectre de phase d'un bruit d'accélération. La pente du spectre dépend de la position du point de mesure par rapport au point d'impact. Les écarts de linéarité proviennent des effets de la réverbération à l'intérieur de la fenêtre. En éliminant ces écarts de linéarité par régression linéaire, on obtient le *spectre de phase* de l'accélération elle-même, avec une erreur maximum de 6° dans la bande de 800 à 5000 Hz. Il s'agit encore d'une procédure efficace mais peu recommandée pour traiter 1920 échantillons par essais.

2.5.3 Technique de réduction des fuites

Les fuites d'énergie sont un 'effet secondaire' de la transformation en fréquence d'un signal échantillonné. Elles sont causées par des discontinuités importantes en bordure de la fenêtre d'échantillonnage. Ces discontinuités sont interprétées comme de l'énergie à très hautes fréquences et donc, une partie de l'énergie du signal est 'transférée' vers ces hautes fréquences dans le spectre. Généralement, pour réduire l'ampleur du phénomène, on applique au signal une fenêtre dont les extrémités amènent graduellement son amplitude à zéro (e.g. Hanning, exponentielle, etc.). Le programme de NAH développé offre les fenêtres temporelles appropriées pour le traitement de divers types de signaux.

Mais les fuites peuvent aussi survenir lors de la transformation en 'fréquences spatiales' des données dans le plan de mesure. En effet, à cause du faible nombre de points et de la petite taille du plan de mesure par rapport au champ acoustique, l'énergie acoustique mesurée en bordure du plan spatial est très élevée, et d'importantes fuites se produisent lors de la transformée de Fourier à deux dimensions. Cela influence grandement le résultat des calculs holographiques dans le domaine des 'fréquences spatiales', entraînant des erreurs importantes dans l'amplitude et l'orientation des vecteurs d'intensité, de même que dans les contours de niveau sonore.

La situation est la plus critique lorsque l'on étudie les composantes basses fréquences du champ acoustique. Puisque la bande de 'fréquences spatiales' étudiées est fixée par la résolution spatiale du grillage de microphones ($k_{\max} = 2\pi / \Delta x$), et puisque les 'fréquences spatiales' maximum d'une onde diminuent avec sa fréquence ($k_x \leq k$, $k_y \leq k$, où $k = 2\pi f / c$), une plus grande part d'énergie 'en fuite' se retrouve à l'intérieur du spectre de 'fréquences spatiales' si la fréquence étudiée est faible. La figure B.3 montre en exemple le 'spectre spatial' d'une onde plane théorique échantillonnée par un grillage de 8×8 points. On y voit un lobe principal et des lobes latéraux 'en fuite', alors que le spectre théorique ne devrait contenir qu'un seul pic (dirac) à la position $(k_x, k_y) = (0,0)$.

Les techniques de réduction de fuites, applicables pour de bien plus vastes échantillons spatiaux, doivent être adaptées pour les échantillons de faibles dimensions. Ross, Ostiguy et Amram (1999) proposent deux techniques de réduction des fuites spatiales : une fenêtre spatiale 2D de type Hamming (figure B.4a) et un *filtre spatial anti-fuites* (figure B.4 b et c).

La *fenêtre spatiale* ne fait qu'adoucir la pente des amplitudes aux extrémités de la plage de mesures. Elle n'est efficace que pour les composantes acoustiques de haute fréquence (dont la longueur d'onde est beaucoup plus faible que les dimensions de la fenêtre) et surtout pour les calculs de propagation *vers l'extérieur* (i.e. en direction opposée à celle menant à la source, à partir du plan de mesure) de l'onde acoustique.

Le *filtre anti-fuites* est d'abord basé sur une relation théorique, puis optimisé par des tests sur une onde théorique. Son principe fondamental est le suivant : pour une composante fréquentielle étudiée, les 'fréquences spatiales' conservées doivent être limitées par son nombre d'onde maximum (k) dans le plan de mesure plus la largeur de son lobe (résolution avant l'application du bourrage de zéros $= 2\pi / M \Delta x$). La fréquence de coupure du 'filtre spatial' doit donc, en théorie, se situer à :

$$k_c = \frac{2\pi f}{c} + \frac{2\pi}{M \Delta x} \quad (2.3)$$

Le filtre passe-bas utilisé est celui proposé par Rowell et Oldham (1995), qui utilisent une fréquence de coupure indépendante de la composante fréquentielle étudiée :

$$\text{filtre}(k_x, k_y) = 1 - \frac{e^{\left(\frac{k_r}{k_c} - 1\right)/\alpha}}{2} \quad \text{si } k_r \leq k_c \quad (2.4)$$

$$\text{filtre}(k_x, k_y) = 1 - \frac{e^{\left(1 - \frac{k_r}{k_c}\right)/\alpha}}{2} \quad \text{si } k_r \geq k_c \quad (2.5)$$

où $k_r = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ et α est le *facteur de qualité* qui joue sur le taux d'atténuation.

Cette relation est testée et optimisée à l'aide d'une onde sphérique théorique, et ce à diverses fréquences. L'amplitude et l'orientation des vecteurs d'intensité acoustique du signal filtré et traité par NAH sont confrontés à celles d'une onde sphérique théorique. Les tests démontrent qu'un facteur de qualité très sévère ($\alpha = 0,05$) est nécessaire à l'obtention de bons résultats. Suite à ces tests, la fonction de la fréquence de coupure subit un léger ajustement. La figure B.5 montre la fonction théorique de la fréquence de coupure, telle que définie ci-dessus, de même que les points expérimentaux correspondant aux fréquences de coupure apportant les vecteurs d'intensité acoustique les plus justes. Une droite des moindres carrés est tracée à partir des points expérimentaux, fournissant l'équation optimisée suivante pour la fréquence de coupure :

$$k_c = 0.89 \frac{2\pi f}{c} + 1.475 \frac{2\pi}{M \Delta x}. \quad (2.6)$$

2.6 Validation de la chaîne d'acquisition et de traitement des données

Le système complet comprend l'équipement mis en place et les programmes informatiques développés. Préalablement à son utilisation à des fins expérimentales, tous les éléments de la chaîne sont testés à l'aide de sources virtuelles ou réelles.

2.6.1 Vérification de l'équipement d'acquisition des données

L'amplitude et la phase des microphones étant déjà ajustées par les procédures décrites précédemment, il faut encore vérifier le fonctionnement des cartes et du programme d'acquisition. Un signal analogique réel est fourni par l'utilisation d'un unique micro B&K 4133, branché en parallèle à un analyseur spectral B&K 2032 et à toutes les entrées d'acquisition de l'ordinateur. L'acquisition démontre qu'aucune différence d'amplitude ou de phase n'existe entre les canaux de l'ordinateur. La différence d'amplitude par rapport aux données de l'analyseur spectral est inférieure à 0,2 dB.

2.6.2 Évaluation du programme d'analyse holographique

Le programme d'analyse est testé à partir d'un fichier de données généré artificiellement et représentant celui d'une onde sphérique parfaite. Ces données théoriques (sans erreur de phase) servent à vérifier le comportement du programme lors des calculs de propagation vers *l'intérieur* (en direction de la source, par rapport au plan de mesure) et vers *l'extérieur* (en direction opposée à celle de la source). Les résultats vectoriels de la NAH dans divers plans de reconstruction sont confrontés aux vecteurs théoriques de l'onde sphérique aux mêmes emplacements. L'amplitude et l'orientation de ces vecteurs sont comparées. Les conditions d'utilisation du *traitement anti-fuites* sont établies, de même que les limites spatiales de reconstruction. Les observations détaillées sont présentées à l'annexe A.

Des tests comparatifs démontrent que l'utilisation du *filtre anti-fuites* est nécessaire pour toute reconstruction holographique vers l'intérieur. Veronesi et Maynard (1987) recommandent d'ailleurs l'application d'un filtre de même nature mais avec une fréquence de coupure fixe ($f_c = 0.6 \pi / \Delta x$) et un facteur de qualité $\alpha = 0,2$. Ce filtre a pour but de réduire les bruits pouvant être amplifiés lors de la reconstruction des composantes évanescentes. L'utilisation du *filtre anti-fuites* est aussi requise lors de la reconstruction vers l'extérieur des composantes de basse fréquence, à cause des raisons stipulées précédemment. L'utilisation de la *fenêtre spatiale* n'est recommandée que dans les cas de reconstruction vers l'extérieur et seulement lors du traitement des composantes de haute fréquence.

Mises à part les positions de calcul en bordure des plans de reconstruction, la précision des vecteurs est généralement suffisante pour évaluer une source simple. Lorsque le traitement anti-fuites est bien utilisé, les erreurs de calcul dans le plan de mesures sont inférieures à 0,6 % sur l'amplitude et 0,9° sur l'orientation. Dans un plan de reconstruction extérieur situé deux fois plus loin de la source que le plan de mesure, ces erreurs sont évaluées entre 2 et 14 % et entre 1 et 7°, respectivement. Dans un plan de reconstruction intérieur situé deux fois moins loin de la source que le plan de mesure, les erreurs sont évaluées à moins de 4 % et 12° aux positions centrales du plan. Elles augmentent rapidement lorsque les positions de calcul s'éloignent du centre du plan (e.g. 17 % et 8° aux positions suivantes et jusqu'à 138 % et 150° en bordure du plan).

L'utilisation de ce système NAH est donc limité aux plans de reconstruction sus-mentionnés (i.e. de la moitié au double de la distance entre la source et le plan de mesure, à partir de la source). Les résultats en bordure des plans de reconstruction sont faussés par la forte discontinuité spatiale et ne doivent pas être utilisés. De même, le nombre de vecteurs 'fiabiles' diminue lorsque les plans intérieurs de reconstruction s'approchent de la source. Dans ce cas, on peut considérer que les 12 vecteurs les plus

près du centre du plan possèdent une erreur acceptable aux fins d'évaluation d'une source simple.

2.6.3 Effets provoqués par les défauts de phase dans les données

Des erreurs de phase dans les données peuvent survenir à cause d'un positionnement imprécis des micros ou d'un mauvais étalonnage de leur phase. L'effet de telles erreurs est vérifié à l'aide de fichiers de données similaires à ceux décrits ci-dessus, mais possédant des erreurs aléatoires de phase. Ces fichiers sont traités par NAH pour les mêmes plans de reconstruction que précédemment. Les vecteurs d'intensité ainsi calculés sont comparés à ceux résultant du traitement NAH des données sans défaut de phase. Les erreurs d'amplitude et d'orientation des vecteurs, provoquées par des défauts de phase de 0° à 4° , sont respectivement inférieures à 1,6 % et $0,3^\circ$. Lorsque les défauts de phase varient à l'intérieur de $\pm 4^\circ$, les erreurs associées d'amplitude et de phase sont respectivement inférieures à 3 % et $2,5^\circ$ dans le plan de mesures, 6 % et $1,5^\circ$ dans le plan extérieur (deux fois plus loin de la source que le plan de mesure) et 27 % et 5° dans le plan intérieur (deux fois moins loin de la source que le plan de mesure).

2.6.4 Validation de la procédure d'*harmonisation* des données

Une source réelle est composée d'un compresseur alimenté par un bruit blanc (500-2000 Hz) dont la sortie est reliée à un 'guide d'ondes' donnant sur un baffle (voir photo F.2). Les dimensions du guide d'ondes font en sorte que l'onde émise est hémisphérique dans la bande de 800 à 1400 Hz (Qiang et Ross, 1995; Ross, Ostiguy et Amram, 1999). Elle sert à vérifier la chaîne complète de mesure et d'analyse holographique. Plus particulièrement, elle permet de vérifier les effets des erreurs de positionnement et d'étalonnage des micros, de même que ceux de l'acquisition non simultanée.

Le plan de mesure est parallèle au baffle. Les microphones sont distants de 104 mm l'un de l'autre et de 122 mm du baffle. L'erreur de positionnement (δ) est donnée par :

$$\delta = \frac{\epsilon}{360^\circ} \times \frac{c}{f} \quad (2.7)$$

et correspond à un déphasage (ϵ) de $\pm 2,6^\circ$ pour une fréquence de 1400 Hz. Le déphasage total entre les micros (incluant les tolérances d'étalonnage) équivaut à $\pm 4,6^\circ$. Les erreurs d'amplitude et de phase calculées à partir des données prélevées dans le champ de cette source sont équivalentes à celles observées précédemment. Aucune discontinuité ne se présente entre les quadrants des plans de reconstruction, ce qui indique le bon fonctionnement de la procédure d'harmonisation des données.

2.7 Récapitulation

La première étape du projet consiste en la sélection de la technique de visualisation du champ acoustique et en la mise en place d'un système fonctionnel. La NAH ayant été retenue, suite aux recherches bibliographiques, l'équipement nécessaire est acheté (ou fabriqué) et installé. Les programmes d'acquisition et de traitement des données sont élaborés. L'ensemble du système est testé par divers moyens.

Un banc d'essais composé d'une plaque rectangulaire simplement supportée et d'un marteau électromécanique est monté pour simuler, de façon simplifiée, les impacts d'un marteau pneumatique sur une structure complexe.

CHAPITRE 3

PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL, RÉSULTATS ET OBSERVATIONS

3.1 Introduction

Ce chapitre sert de synthèse pour la seconde partie de la recherche. Il porte sur l'étude du rayonnement acoustique d'accélération et de réverbération provoqué par des impacts sur la structure d'essais. Cette dernière n'est, dans un premier temps, soumise à aucun traitement amortissant. Par la suite, l'application symétrique de Vac Damps permet d'évaluer leurs effets sur l'amplitude et la directivité du champ acoustique. Pour ces configurations, les mesures acoustiques sont comparées à celles de la plaque non traitée et à celles de la plaque traitée par tampons collés. De même, l'utilisation dissymétrique des Vac Damps sert à déterminer le potentiel de réorientation du champ acoustique d'accélération.

Le contenu de ce chapitre inclut l'essentiel des résultats présentés aux annexes D et E, soit : l'efficacité comparative entre les Vac Damps et les tampons collés (Ross, Amram et Ostiguy, 1999(1)) et les variations dans le champ acoustique de la structure lorsque traitée par Vac Damps (Ross, Amram et Ostiguy, 1999(2)). Certains résultats, portant sur le rayonnement acoustique de la plaque non traitée (section 3.4), sont aussi présentés à l'annexe C (Ross, Ostiguy et Amram, 1998).

3.2 Spécimens

Douze paires de Vac Damps sont construits selon les caractéristiques présentées à la section 1.3.2 mais sans poignée. Chaque paire comprend deux Vac Damps rectangulaires et de taille identique. La plaque de contrainte est faite d'une tôle

d'aluminium de 1,5 mm. La couche amortissante de polyuréthane (Rhino Hyde bleu) est collée à la plaque de contrainte à l'aide de l'adhésif Superbonder 495 de Loctite. Les propriétés mécaniques des matériaux utilisés sont répertoriées à l'annexe H. Le connecteur pour la pompe et un joint d'étanchéité en mousse sont placés de façon à permettre l'évacuation rapide de l'air et le maintien du vide (voir photo F.3). Le vide obtenu est de l'ordre de 92 kPa, ce qui assure un contact adéquat entre la plaque d'essais et le tampon viscoélastique.

Les paires de tampons viennent en quatre grandeurs et trois épaisseurs de couche viscoélastique. Les tampons de grandeur 126 mm × 176 mm, 219 mm × 306 mm, 282 mm × 395 mm et 357 mm × 500 mm correspondent respectivement aux dénominations 'petit', 'moyen', 'grand' et 'très grand'. Chaque paire de tampons de même grandeur couvre, dans le même ordre que ci-dessus, 8 %, 24 %, 40 % et 64 % de la surface de la plaque d'essais. Les tampons, dont la couche viscoélastique possède une épaisseur de 6,4 mm, 3,2 mm ou 0 mm, sont dits 'épais', 'minces' et 'nus', respectivement. (On peut aussi se référer aux désignations présentées au tableau D.1 de l'annexe D).

3.3 Protocole expérimental

La procédure expérimentale, les spécimens et les configurations de test sont présentés en détail à l'annexe D. Les éléments essentiels sont contenus dans cette section.

3.3.1 Procédure expérimentale

La plaque d'essais est frappée transversalement en son centre, par le marteau. Le grillage de microphones est placé parallèlement à la plaque, à 5 cm de celle-ci, et est centré sur l'axe de frappe (axe normal à la plaque, passant par le point d'impact). Le micro de référence est placé à l'arrière de la plaque, à 1 cm du point d'impact. Les

tampons sont appliqués de part et d'autre du point d'impact, selon les configurations définies à la section 3.3.2. Le tout est illustré à la figure D.1 de l'annexe D.

Le champ acoustique est échantillonné simultanément par le microphone de référence et huit micros du grillage. Huit saisies sont ainsi effectuées pour couvrir la totalité du grillage de micros. Un seuil de déclenchement (« trigger ») est fixé sur le signal de référence, à un niveau que seul le signal d'accélération atteint. Grâce à l'acquisition de points pré-déclenchement, chaque échantillon débute un peu avant l'arrivée du bruit d'accélération au micro de référence. La fréquence d'échantillonnage est de 32 kHz et chaque échantillon contient 1200 points, ce qui permet de couvrir une durée légèrement plus longue que la période de frappe. Chaque essai est constitué de 30 échantillons pour chaque position de mesure, afin d'en effectuer la moyenne.

Les échantillons sont traités par les méthodes décrites au chapitre 2. Les signaux d'accélération sont obtenus grâce à l'utilisation d'un écran de mousse et à l'application d'une fenêtre temporelle. Une fenêtre transitoire longue (exponentielle décroissante) est utilisée pour traiter le signal global (accélération + réverbération). Les calculs de reconstruction holographique incluent l'harmonisation des données et l'application du traitement anti-fuites approprié.

Toutes les facettes des signaux échantillonnés sont analysées. Les signaux temporels près de l'axe de frappe et aux coins du grillage sont comparés. Il en va de même pour le spectre d'accélération pour ces positions. Les courbes de niveau de pression sonore (NPS) dans le plan de mesure sont analysées, pour diverses bandes de fréquences et pour les signaux globaux. Les vecteurs d'intensité acoustique sont calculés, pour certaines fréquences, dans des plans parallèles au plan de mesure. Les résultats sont analysés en termes comparatifs.

3.3.2 Configurations étudiées

La première configuration étudiée, qui sert de base de comparaison pour les autres, est la plaque d'essais sans aucun tampon. Il s'agit de la configuration 'plaque nue'. Elle permet d'établir les niveaux NPS et le champ d'intensité de la plaque non traitée.

Douze configurations symétriques sont étudiées afin de compléter les résultats des recherches antérieures sur les effets des Vac Damps sur le champ acoustique de la plaque suite aux impacts. Pour ces configurations, deux tampons identiques sont placés à 25 mm de part et d'autre du point d'impact et sont centrés horizontalement sur la plaque (voir figure D.1). Ces configurations servent aussi de base de comparaison pour les configurations dissymétriques.

Il existe trois bases de configurations dissymétriques. Dans la 'dissymétrie de grandeur', les deux tampons possèdent des dimensions différentes (voir figure E.2a). Dans la 'dissymétrie d'épaisseur', l'épaisseur de leur couche viscoélastique est différente. La 'dissymétrie de position' implique que l'un de deux tampons identiques soit excentré horizontalement ou verticalement par rapport la position nominale décrite ci-dessus (voir figure E.2 b et c). Ces configurations servent à établir l'efficacité des dissymétries quant à la réorientation du champ acoustique d'accélération.

Suite à ces essais, la paire de tampons 'grands et épais' est réutilisée, mais en application par collage. L'adhésif Superbond 495 est alors utilisé pour fixer les tampons sur la plaque d'essais. Les mesures sont effectuées sur les configurations suivantes : 1 tampon collé seulement, 1 tampon collé et 1 Vac Damp, 2 tampons collés. Aucune dissymétrie de grandeur, d'épaisseur ou de position n'est appliquée. Les mesures ainsi obtenues servent de base de corrélation avec des résultats antérieurs (Scurtu, 1995).

3.4 Émissions acoustiques provenant de la plaque nue

Lors des études précédentes, ni les signaux acoustiques temporels ni leur spectre de fréquences n'ont été explorés en profondeur. Ainsi, les bruits d'accélération et de réverbération ont été détectés, mais la nature du signal d'accélération, de même que certains éléments de la réverbération, ont été omis. La présente section a pour but principal de décrire la forme, le contenu fréquentiel et le mode de propagation de l'onde acoustique d'accélération. Le montage expérimental étant mathématiquement modélisable, les mesures expérimentales sont comparées à des résultats théoriques. Certains éléments de la réverbération y sont aussi traités.

3.4.1 Signaux temporels d'accélération

Les figures C.4 et C.5 illustrent éloquemment la présence, dans le champ acoustique de la plaque nue, d'une onde dispersive d'accélération et d'un signal amorti de réverbération, tels qu'identifiés au chapitre 2. Les figures E.4a et E.5a, reprises ci-dessous pour faciliter le lien entre la présente discussion et les articles en annexe, correspondent aussi aux figures C.5a et C.5b :

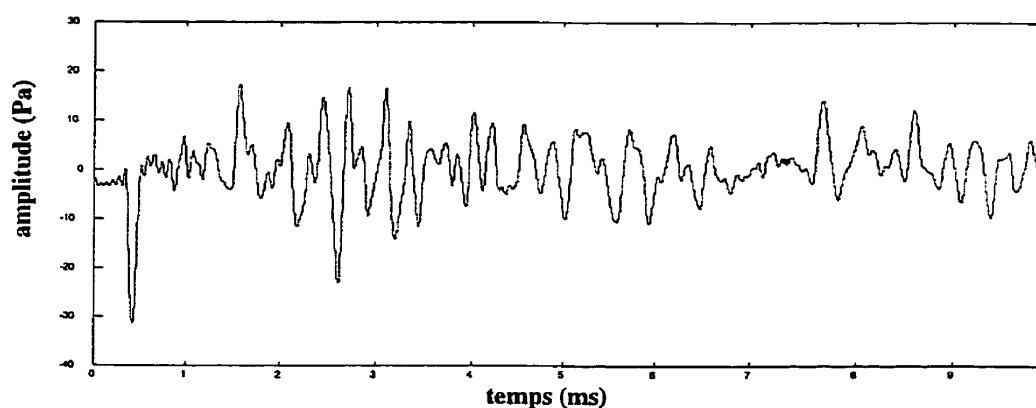


Figure 3.1 : Pression acoustique mesurée près de l'axe de frappe (10 premières millisecondes) suite à un impact sur la plaque nue (Ross, Amr-am et Ostiguy, 1999(2)).

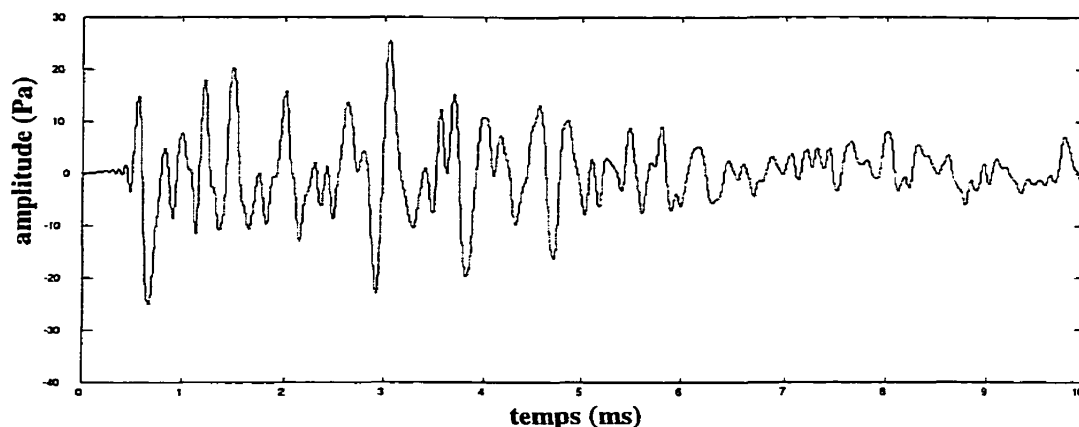


Figure 3.2 : Pression acoustique mesurée loin de l'axe de frappe (10 premières millisecondes) suite à un impact sur la plaque nue (Ross, Amram et Ostiguy, 1999(2)).

Pour toutes les positions de mesure, la réverbération prend la forme d'un signal transitoire long (i.e. un signal dont l'amplitude se développe rapidement, mais qui est exponentiellement décroissante). Au moment de l'impact subséquent, le signal de réverbération possède toujours une amplitude appréciable, en particulier dans les basses fréquences (voir figure C.4a). Le signal d'accélération, qui nous intéresse particulièrement, est situé dans la première milliseconde des échantillons temporels. Il est décrit dans les paragraphes qui suivent.

Près de l'axe de frappe (figure 3.1), un unique pic de signe négatif et d'une durée d'environ $156 \pm 12 \mu\text{s}$ correspond principalement à l'accélération locale de la plaque. Ce pic se répète après 37 ms (voir figure C.4a), ce qui correspond à la fréquence de frappe (27 Hz). La figure 3.2 ci-dessus (aussi figure C.5c) fait état de la nature dispersive de cette onde. En effet, en plus de subir un délai temporel, le signal mesuré change de forme, alors que la distance augmente entre l'axe d'impact et le point d'observation. Il adopte graduellement une forme de M, caractéristique de la dispersion d'une onde de flexion. Cela indique donc que l'onde acoustique d'accélération est portée à la fois par le milieu ambiant et par les ondes de flexion dans la structure. Ces

observations vont dans le sens de plusieurs études antérieures (e.g. Heikämper, 1985; Wåhlin et al., 1994). On peut aussi constater une symétrie polaire dans la propagation de cette onde, puisque pour tous les micros du grillage placés à égale distance de l'axe d'impact, le signal capté (même avant l'harmonisation des données) est pratiquement identique (figure C.5 b et c). Bien entendu, cela n'est vrai que jusqu'à ce que l'onde de flexion soit réfléchiée par les supports de la plaque, les quatre ondes réfléchiées ne possédant pas la même phase, du fait de la forme rectangulaire de la plaque.

3.4.2 Prédiction du signal d'accélération par la théorie des impacts de Hertz

Les déformations transversales de la plaque soumise aux impacts sont très faibles en comparaison de son épaisseur. La plaque est donc considérée comme une source acoustique plane dans un baffle. La pression rayonnée peut être obtenue grâce à l'intégrale de surface de Rayleigh (Akay, Adnan et Latcha, 1983) :

$$p(r, \psi, \theta, t) = \frac{\rho}{2\pi} \iint \ddot{u} \left(R, \psi, t - \frac{d}{c} \right) \frac{dS}{d} \quad (3.1)$$

Les équations 1.5 et 1.6 décrivent, grâce à la théorie du contact de Hertz, les déplacements transversaux de la plaque suite à un impact. L'équation 1.5 peut être dérivée deux fois puis combinée à l'équation 3.1 ci-dessus pour produire une expression décrivant la forme de l'onde en un point donné de l'espace. (Le développement présenté à l'annexe E tient compte des systèmes de coordonnées cartésiennes et polaires, présentés à la figure E.3.) Si ce point spatial se trouve sur l'axe d'impact ($\theta = 0^\circ$), alors la symétrie du champ, telle qu'observée à la section 3.4.1, est démontrée mathématiquement à partir de l'équation des accélérations (annexe E, équation 6). La pression acoustique en fonction du temps, le long de l'axe z (l'axe de frappe), peut donc s'écrire comme suit (Ross, Amram et Ostiguy, 1999(2)) :

$$\begin{aligned}
 p(z, t) = & \frac{-4 \rho \pi}{m_o \tau} \int \sum_{i=1,3,5,\dots} \sum_{h=1,3,5,\dots} (-1)^{\frac{i-1}{2}} \sin\left(i \pi \left(\frac{R}{a} + \frac{1}{2}\right)\right) \times \dots \\
 & \dots \times \left[F \cos\left(\frac{\pi}{\tau} \left(t - \frac{\sqrt{R^2 + z^2}}{c}\right)\right) * \cos\left(\omega_{i,h} \left(t - \left(\frac{\sqrt{R^2 + z^2}}{c}\right)\right)\right) \right] \frac{R dR}{\sqrt{R^2 + z^2}}
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

L'évaluation numérique de cette équation, en utilisant les paramètres de la plaque d'essais et pour une distance $z = 0.05$ m, permet de retrouver un signal d'accélération de type demi-cosinus et de durée τ (durée du contact), tel qu'observé expérimentalement (annexe E, équation 9). La tableau E.2 montre d'ailleurs que les résultats de l'équation 3.2, pour $t \leq \tau$, concordent très bien avec les mesures expérimentales.

3.4.3 Observation expérimentale des spectres sonores d'accélération

Le spectre d'amplitude acoustique du signal d'accélération est, pour tous les points de mesure, celui d'une fonction très brève. Il se présente sous la forme d'une courbe relativement lisse, à très large bande et décroissant lentement dans la bande des fréquences mesurées (figure C.15a), jusqu'à environ 11 kHz. (Notons que la réponse des micros est linéaire jusqu'à 10 kHz). De 0 à 10 kHz, on ne retrouve aucune différence notable entre les spectres des diverses positions de mesure.

3.4.4 Champ acoustique d'accélération dans le plan de mesure

Rappelons la symétrie polaire du champ déduite par l'observation des signaux temporels d'accélération, puis démontrée mathématiquement. De même, les mesures expérimentales telles qu'à la figure 3.3 ci-dessous, montrent que les niveaux de pression sonore (NPS) dans le plan de mesure sont symétriques par rapport à l'axe d'impact.

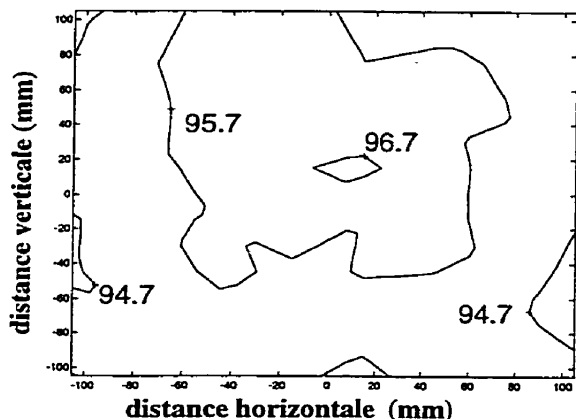


Figure 3.3 : Niveaux de pression sonore d'accélération à 50 mm de la plaque nue et aux distances définies depuis l'axe d'impact (Ross, Amram et Ostiguy, 1999(2)).

De plus, on constate que le champ est diffus pour les fréquences inférieures à la fréquence critique de la plaque, et qu'il devient directionnel au delà de cette fréquence (figure C.15). Le champ possède une direction préférentielle, qui se situe à un angle, par rapport à l'axe d'impact, qui diminue lorsque la fréquence augmente. Ces observations vont dans le sens des conclusions de Heikämper (1985) et de Takahashi (1992). Toutefois, une zone de haute pression persiste aux environs de l'axe d'impact.

3.4.5 Champ acoustique d'accélération dans un plan de propagation

Le plan de propagation choisi aux fins de visualisation du champ d'intensité acoustique est le plan vertical normal à la plaque, coupé en moitiés par l'axe d'impact. Les vecteurs sont calculés par NAH à partir des données expérimentales dans le plan situé à 50 mm de la plaque.

La figure E.8 montre clairement la différence dans le mode de propagation des ondes subsoniques et supersoniques. Elle est reprise ci-dessous. On y voit le profil de la

plaque non déformée (—), le point d'impact (●) de même que le profil exagéré de la déformation en flexion de la plaque pour la fréquence choisie (— —).

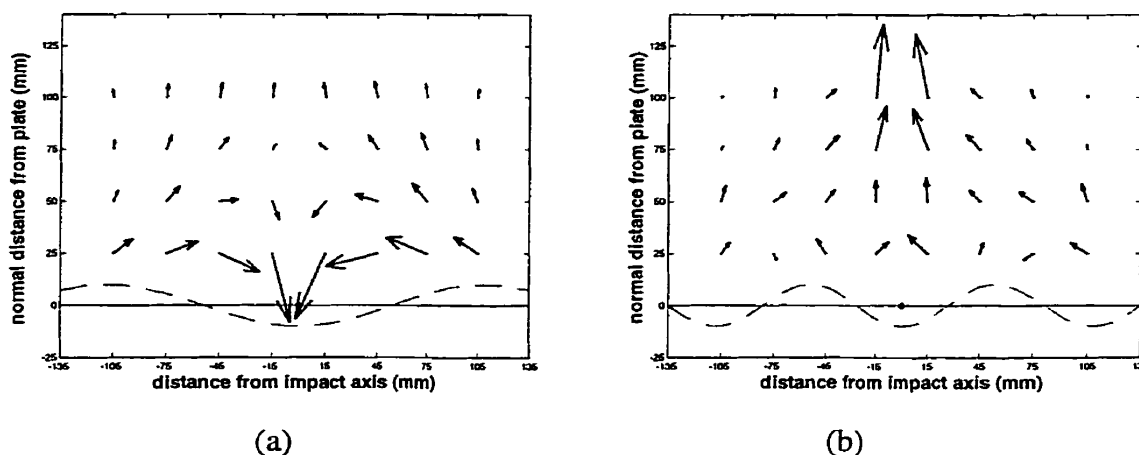


Figure 3.4 : Vecteurs d'intensité du bruit d'accélération dans un plan normal à la plaque : (a) à 1500 Hz; (b) à 4000 Hz (Ross, Amram et Ostiguy (2)).

Dans un cas (fig. 3.4 a), la fréquence est inférieure à la fréquence critique (~ 2500 Hz). La zone d'impact de la plaque sert de puits d'énergie; les vecteurs en champ proche sont ceux d'une onde de surface et le champ acoustique est effectivement diffus.

Dans le second cas (fig. 3.4 b), la fréquence est supérieure à la fréquence critique. L'influence de l'onde de flexion dans la plaque se fait sentir dans le champ acoustique. L'énergie propagative semble naître non pas exclusivement de la zone d'impact, mais plutôt de la surface entière de la plaque. Le champ semble focalisé le long de l'axe d'impact, probablement sous l'influence de la zone de basse pression près du point d'impact. L'angle de propagation principale, tel que décrit par Takahashi (1992) et par d'autres en champ lointain, n'est pas clairement observable. La proximité des points de calcul, par rapport à la plaque, ne permet pas d'identifier des ondes parfaitement établies, tel qu'on le verrait en champ lointain. On peut d'ailleurs constater ce phénomène dans les images présentées par Wählin, Gren et Molin (1994).

3.5 Effets de l'application symétrique des tampons sur le bruit de réverbération

Cette section a pour but de compléter certains résultats de Scurtu (1995), qui ont été présentés exclusivement sous la forme de différences d'atténuation spectrale entre des configurations de tampons collés et de Vac Damps. Les échantillons n'avaient été prélevés qu'en un seul point du champ lointain. L'analyse du signal temporel a été omise. Aucune conclusion relative à la propagation ou à la directivité du champ n'a donc pu être tirée.

Les signaux de réverbération sont ici comparés, pour des configurations symétriques de Vac Damps typiques (avec couche viscoélastique), de Vac Damps sans couche viscoélastique et de tampons avec viscoélastique, mais appliqués par le vide. Les signaux de réverbération de la plaque non traitée servent de base de comparaison.

3.5.1 Atténuation acoustique

Peu importe le type de tampon ou la position de mesure, tous les signaux temporels de réverbération présentent la même forme générale : celle d'un signal transitoire long dont la décroissance est exponentielle. Lorsque les tampons viscoélastiques sont appliqués, l'amplitude de ce signal diminue par rapport à l'amplitude de réverbération de la plaque nue. Comme Scurtu (1995) l'avait observé, l'atténuation acoustique s'améliore lorsque l'épaisseur ou les dimensions des tampons augmentent. À titre d'exemple, on peut observer à la figure 3.5, ci-dessous, le signal temporel obtenu près de l'axe de frappe pour la configuration symétrique de Vac Damp la plus amortissante (figure E.4b). De plus, l'atténuation provoquée par les Vac Damps semble très légèrement supérieure (0 à 1 dB) lorsque mesurée loin de l'axe d'impact plutôt que près de celui-ci.

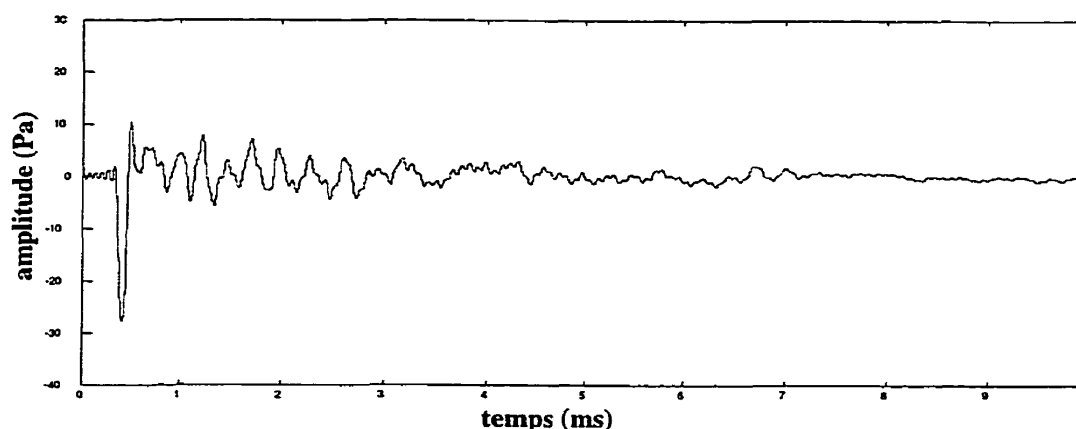


Figure 3.5 : Pression acoustique mesurée près de l'axe de frappe, pour la configuration symétrique avec Vac Damps très grands et épais (Ross, Amram et Ostiguy, 1999(2)).

Que ce soit près ou loin de l'axe d'impact, les effets les plus importants des tampons se font sentir dans les six premières millisecondes de la réverbération. Pendant cette période, le rapport d'énergie rayonnée, entre les configurations avec et sans tampons, peut aller jusqu'à 10 dB; pour la durée totale de la réverbération, le rapport d'énergie se limite à 12 dB (tableau E.6). Après la période initiale susdite, l'évolution temporelle du rapport d'énergie rayonnée est assez constante d'une configuration à l'autre (figure E.6). Il semble donc que ce soit durant cette période initiale (et en particulier pendant les premières 2 ms de réverbération), au moment où s'établissent les modes de vibration, que se joue la différence d'efficacité des tampons amortissants.

Par comparaison avec les Vac Damps typiques, les tampons collés offrent sensiblement les mêmes amplitudes au début de la réverbération, mais leur atténuation avec le temps est moins prononcée. L'énergie rayonnée dans la seconde moitié des échantillons temporels est donc plus importante lorsque les tampons sont collés, et ce essentiellement dans les basses fréquences (voir figure D.2 a et b). On peut d'ailleurs constater, par l'analyse en tiers d'octave, que les Vac Damps offrent une atténuation acoustique particulièrement intéressante aux basses fréquences, par rapport aux tampons collés. La

différence peut aller jusqu'à 12 dB près de l'axe de frappe et 9 dB loin de cet axe (figure D.4). Aux fréquences supérieures à 2000 Hz, la différence d'amplitude acoustique est plutôt faible (inférieure à ± 2 dB), entre les configurations de tampons collés et appliqués par dépressurisation, lorsque mesurée près de l'axe d'impact. Par contre, à ces mêmes fréquences et loin de l'axe de frappe, les tampons collés offrent une atténuation importante (jusqu'à 10 dB) par rapport aux Vac Damps. Cela confirme les observations en champ lointain de Scurtu (1995).

On constate aussi, à cet effet, que les différences d'atténuation globale obtenues dans l'axe de frappe, en champ rapproché et en champ lointain, se recoupent. La figure D.3b montre une évolution relativement linéaire de cette différence, en fonction de la grandeur des tampons. Dans cette figure, les points blancs (\circ) représentent des résultats de Scurtu (1995) en champ lointain, alors que le point noir (\bullet) provient de la présente recherche en champ proche.

Quant aux Vac Damps sans couche viscoélastique ('nus'), ils offrent aussi une légère atténuation acoustique (environ 1,5 dB). D'après l'évaluation numérique des équations 1.5 et 1.6, une simple augmentation de l'épaisseur de la plaque d'essais permettrait de réduire l'amplitude de ses vibrations. C'est l'effet qu'apportent vraisemblablement ce type de tampons qui, par ailleurs, semblent offrir assez peu d'amortissement. Une observation importante se doit d'être soulevée : il s'agit de l'augmentation de l'énergie rayonnée au début de la période de réverbération. En principe, l'augmentation de masse et de rigidité apportée par les tampons nus devrait permettre une diminution des amplitudes de vibration durant toute la période de réverbération. Cette amplification temporaire laisse entrevoir la présence d'un phénomène autre que de simples modifications des propriétés mécaniques de la plaque. Ce phénomène, discuté plus loin, serait relié aux discontinuités mécaniques occasionnées par la présence des tampons sur la plaque.

3.5.2 Champ acoustique dans le plan de mesure

Une étude comparative des NPS, dans le plan de mesure et pour des configurations identiques de tampons collés et de Vac Damps, a été effectuée par tiers d'octaves. Les courbes de contour NPS présentées à l'annexe D correspondent aux tiers d'octave centrés sur 160 Hz (figure D.5 a et b) et 315 Hz (figures D.5 d et e). Incidemment, ces bandes de fréquences contiennent respectivement les modes de vibration naturelle (1,3) et (3,1), représentés à la figure D.5 (c et f). On peut constater que dans le cas des Vac Damps (figure D.5 a et d), les courbes NPS sont concentriques autour d'un point près de l'axe d'impact. Par contre, la configuration de tampons collés présente des courbes NPS presque parallèles les unes aux autres et orientées selon les lignes nodales du mode qui agit dans chaque bande de fréquences. Cela indique que l'énergie de réverbération est prépondérante lorsque les tampons sont collés, tandis que son influence diminue lorsque les tampons sont appliqués par dépressurisation. Dans tous les cas, les amplitudes décroissent alors que le point considéré s'éloigne du point d'impact.

3.5.3 Déplacement de la fréquence critique

La fréquence critique d'un système est décrite à la section 1.2.4. Celle d'une plaque homogène et isotrope peut être calculée par l'équation 1.9, à condition de connaître ses propriétés mécaniques. Dans le cas de la plaque nue, elles sont connues. Dans celui de tampons collés, elles peuvent être évaluées à l'aide de la théorie générale des laminés. Pour les configurations avec Vac Damps, à cause de la nature de l'interface, elles ne sont pas connues : il faut passer par une évaluation expérimentale de la fréquence critique. L'étude du déplacement de la fréquence critique par l'application des tampons viscoélastiques, présentée à la section 4D de l'annexe E, est ici brièvement reprise.

D'après l'équation 1.9, la fréquence critique (f_{cr}) doit décroître si l'épaisseur, le module d'élasticité ou le coefficient de Poisson de la plaque augmentent, ou si sa masse spécifique diminue. Elle est indépendante des dimensions de la plaque. On peut démontrer qu'elle est reliée comme suit à la première fréquence naturelle ($f_{1,1}$) de la plaque rectangulaire de dimensions latérales 'a' et 'b' :

$$f_{cr} = \frac{c^2}{4 f_{1,1}} \left[\left(\frac{1}{a} \right)^2 + \left(\frac{1}{b} \right)^2 \right] \quad (3.3)$$

Ainsi, la fréquence critique est inversement proportionnelle à la première fréquence naturelle du système. Cette dernière est calculée de façon approximative, à l'aide de la théorie des laminés, pour des tampons collés couvrant entièrement la plaque. Les résultats au tableau E.3, calculés à partir de l'équation 3.3, indiquent une diminution de la fréquence critique lorsque l'épaisseur des tampons augmente. Il faut toutefois noter que ces valeurs, quoique calculées, ne sont qu'une estimation de la fréquence critique. En effet, le système avec tampons n'étant ni continu ni isotrope, il est probable que la fréquence critique réelle diffère des valeurs calculées. Elle devrait toutefois suivre la tendance identifiée ci-dessus (diminution lorsque l'épaisseur des tampons augmente).

Une vérification expérimentale acoustique vient appuyer ces résultats. Elle est effectuée sur des configurations de Vac Damps, par le biais des fonctions de réponse en fréquence (FRF) entre deux points de mesure. Les FRF sont calculées entre le point de référence (à 10 mm du point d'impact) et les points centraux du grillage de microphones (à 5 cm de la plaque). Le rapport énergétique des FRF permet de comparer la propagation du son émis par la plaque, avec et sans Vac Damps. Il est calculé pour des bandes de fréquences de 400 Hz et pour des Vac Damps des trois épaisseurs. Cette procédure ne permet pas de déterminer la fréquence critique; elle sert plutôt à juger si celle-ci tend à augmenter ou à diminuer suite à l'application des tampons. Les résultats présentés au tableau E.7 démontrent que la fréquence critique diminue lorsque les tampons sont appliqués. Cela se lit comme suit : dans les bandes de fréquences centrées sur 1200, 2000 et 2800 Hz (mais surtout sur ces deux dernières), l'amplitude des FRF est plus

forte pour les configurations avec tampons que pour la plaque nue. Cela signifie que le son se propage mieux et donc que ces fréquences seraient supersoniques (f_{cr} faible) dans les cas avec tampons, alors qu'elles sont subsoniques (f_{cr} élevée) et peu propagatives dans le cas de la plaque nue.

Si l'application des tampons viscoélastiques avait provoqué une augmentation de la fréquence critique du système, cela aurait permis d'obtenir une plus grande part du champ acoustique qui soit subsonique. Ainsi, le champ étant plus diffus et moins propagatif, une plus faible quantité d'énergie aurait été dirigée dans l'axe de frappe.

3.6 Effet de l'application symétrique des tampons sur le bruit d'accélération

L'étude du signal acoustique d'accélération de la plaque soumise aux impacts constitue l'élément essentiel de cette thèse. Les effets, sur ce signal, de l'application des Vac Damps sur la plaque sont ici analysés directement pour la première fois. En particulier, l'examen du signal temporel apporte des informations de très grand intérêt sur l'utilisation des Vac Damps pour contrôler le bruit d'accélération.

3.6.1 Signaux temporels près de l'axe de frappe

Rappelons que le signal temporel d'accélération de la plaque nue, près de l'axe d'impact, prend la forme d'un unique pic négatif qui correspond au recul local de la plaque, sous l'effet de la force de frappe (fig. 3.1). Il se transforme en M, en s'éloignant de cet axe, sous l'effet de la dispersion de l'onde de flexion (fig. 3.2).

Lorsque deux tampons sont appliqués symétriquement de part et d'autre du point d'impact, la forme de ce signal s'en trouve modifiée. Cela est vrai tout autant pour les Vac Damps, avec ou sans couche viscoélastique, que pour les tampons viscoélastiques

collés. La modification temporelle est particulièrement apparente près de l'axe de frappe et se manifeste comme suit : une crête positive vient s'ajouter à la suite du pic négatif prévu et remplace les très faibles variations de pression détectées dans le cas de la plaque nue. Le pic négatif se veut, par ailleurs, similaire à celui identifié pour la plaque nue. À la figure 3.5, cette crête est bien apparente et démontre clairement que la réponse transitoire de la plaque est altérée par la présence des tampons. (On peut aussi se référer aux figures E.4b, E.4c et D.2c. On y retrouve cet effet pour des Vac Damps typiques, des Vac Damps nus et des tampons viscoélastiques collés, respectivement.) La forme du pic négatif et de la crête positive du signal d'accélération ne semble pas affectée par le mode d'application des tampons (c'est-à-dire par collage ou par dépressurisation).

L'évolution du signal d'accélération, en fonction des dimensions des Vac Damps utilisés, est présentée au tableau E.4. Les tampons L0, L1 et L2 (grands tampons nus, minces et épais) permettent d'établir l'évolution par rapport à l'épaisseur de la couche viscoélastique. Les tampons M2, L2 et X2 (moyens, grands et très grands tampons épais) servent à l'établir par rapport aux dimensions latérales des tampons. La rangée BP (plaque nue) sert de base de comparaison. On peut y observer que l'énergie d'accélération rayonnée le long de l'axe normal à la plaque tend à diminuer légèrement, alors que la taille ou l'épaisseur des tampons augmentent. Cela confirme les observations de Scurtu (1995) en champ lointain. On constate aussi que le temps requis pour atteindre le premier pic (négatif) augmente avec l'épaisseur des tampons, alors qu'il est peu affecté par leurs dimensions. L'amplitude de ce premier pic diminue lorsque l'épaisseur des tampons augmente. Cela implique que les propriétés mécaniques locales du système (dans la zone de frappe) sont influencées surtout par la rigidité des tampons et non pas par leur grandeur. La durée de la crête positive augmente avec l'épaisseur des tampons, alors que son amplitude diminue.

Dans tous les cas avec Vac Damps, il est important de noter que la durée du pic négatif est plus faible que celle de la plaque nue. D'une façon générale, l'énergie rayonnée dans l'axe est légèrement réduite par la présence des tampons. La présence de la crête positive fait l'objet de la discussion à la section 3.8.

3.6.2 Signaux temporels loin de l'axe de frappe

Le signal d'accélération dispersé par la plaque nue prend la forme d'un M. Cette même forme peut être observée pour toutes les configurations de Vac Damps typiques, tel qu'on peut le voir ci-dessous :

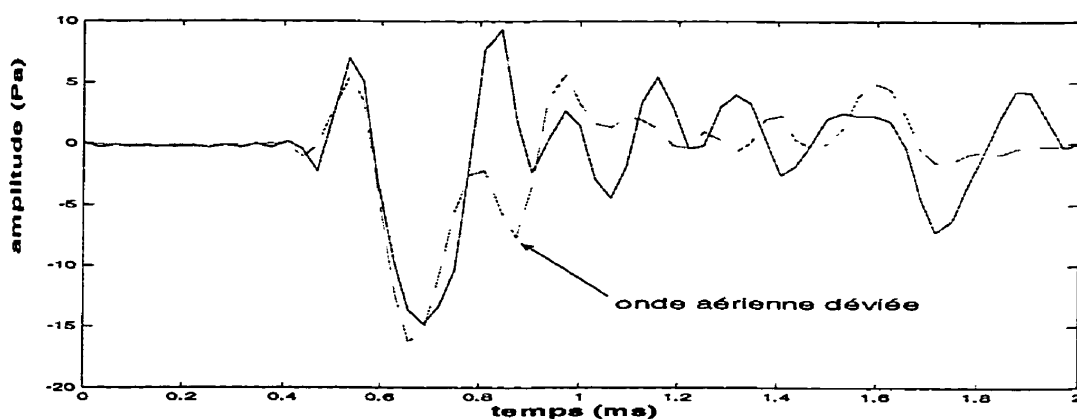


Figure 3.6 : Signaux temporels d'accélération, loin de l'axe de frappe; — tampons appliqués par le vide; - - - tampons collés (Ross, Amram et Ostiguy, 1999(1)).

Les configurations avec tampons collés (ou celles avec Vac Damps nus), au contraire, présentent une forme différente. Un pic négatif vient s'ajouter au M standard provenant de la dispersion. On le voit à la figure ci-dessus, au temps 0,88 ms. Le délai temporel entre ce pic et celui mesuré dans l'axe de frappe implique qu'il s'agit d'une onde se déplaçant à la vitesse du son dans l'air. Cette onde aérienne serait provoquée par la différence d'impédance dans la structure, entre les zones avec et sans tampons. On sait

que les fréquences supersoniques sont transportées par flexion le long de la plaque, alors que les fréquences subsoniques sont émises en ondes acoustiques évanescentes. Or, la fréquence critique du système (indépendante des dimensions) est plus élevée dans la zone d'impact (environ 2500 Hz) que vis-à-vis des tampons (environ 1300 Hz). Cette discontinuité provoquerait une réorientation des fréquences situées entre 1200 et 2500 Hz. Des simulations numériques viennent étayer cette hypothèse.

L'interface de la plaque avec les Vac Damps viscoélastiques est plus flexible qu'avec les tampons collés et laisse une possibilité de glissement (Scurtu, 1995). Les ondes de flexion dans ce système peuvent se propager différemment dans la plaque et dans les tampons. Que l'on n'observe pas de pic négatif, tel que décrit au paragraphe précédent, semble révéler que la discontinuité d'impédance dans le système n'est pas suffisamment forte pour créer un tel phénomène. L'hypothèse du glissement interfacial serait donc confirmée, puisque ce micro-glissement diminuerait l'effet des discontinuités.

Le fait que les Vac Damps nus agissent comme les tampons collés indique que leur interface avec la plaque est de nature similaire, c'est-à-dire qu'il n'y aurait pas de glissement. En effet, le coefficient de frottement entre deux pièces d'aluminium (1,05-1,4) est bien plus élevé que celui avec un élastomère (0,4-0,7), ce qui limite le glissement. Cela vient aussi ajouter à l'hypothèse du glissement interfacial.

Quant à l'énergie rayonnée vers le coin du grillage de micros, elle est plus faible dans tous les cas avec tampons que dans le cas de la plaque nue (tableau E.5). Elle diminue lorsque la taille ou l'épaisseur des tampons augmentent. Dans toutes les configurations de Vac Damps typiques, le taux d'énergie rayonnée dans cette direction sur celle rayonnée dans l'axe de frappe diminue lorsque l'épaisseur de la couche viscoélastique augmente. Ces observations indiquent que les tampons agissent effectivement sur la propagation de l'onde de flexion.

3.6.3 Durée du bruit d'accélération perçu près du point d'impact

Comme on l'a vu précédemment, la durée et la forme du bruit d'accélération de la plaque changent avec l'application des tampons. On s'intéresse ici à la variation de cette durée, telle qu'elle est perçue près de l'axe de frappe, donc près du point d'impact, pour les divers types de tampons. Compte tenu de la faible distance qui sépare le point d'impact du point de mesures, on peut assimiler l'accélération initiale de la plaque, sous l'effet de la force de frappe, avec celle du pic négatif près de l'axe de frappe. La discussion peut donc être axée sur la durée du contact Hertzien entre le marteau et la plaque. On a en effet démontré, grâce à l'équation 3.2, que le pic Hertzien de ce contact et le pic acoustique, près de la plaque et près de l'axe de frappe, doivent être sensiblement de même durée.

L'application des tampons, quels qu'ils soient, diminue la durée, par rapport à celle de la plaque nue, du premier pic acoustique d'accélération de même que le temps requis pour atteindre son maximum et la valeur de ce maximum. Ces périodes se prolongent alors que les tampons viscoélastiques s'épaississent, et ne semblent affectées ni par la grandeur des tampons ni par leur mode de montage (collage ou dépressurisation). Ces observations tendent à démontrer que les propriétés mécaniques locales de la plaque, dans la zone d'impact, varient uniquement avec l'épaisseur des tampons. En se basant sur l'équation 1.3 qui exprime la durée du contact Hertzien, on peut constater que les propriétés mécaniques de la plaque (δ_0) sont sans doute les seules variables affectées par la présence des tampons. Comme le coefficient de Poisson du système demeure à peu près constant (voir annexe H), on en déduit que son module de rigidité effectif, dans cette zone, est augmenté. Des évaluations numériques des équations 1.2, 1.5 et 1.6 (déplacement transversal du point d'impact de la plaque) confirment d'ailleurs que la rigidité du système est le seul paramètre pouvant affecter la durée du contact. Ce raidissement doit, en principe, être accompagné d'une diminution dans l'amplitude du déplacement; c'est en effet ce qui est observé dans le pic acoustique.

3.6.4 Durée du bruit d'accélération perçu loin du point d'impact

La durée du bruit d'accélération, loin du point d'impact, est plus difficile à évaluer que celle près de cet axe, à cause des interférences provenant du bruit de réverbération. Néanmoins, il est possible de l'estimer aux fins de discussion qualitative. C'est ce qu'a fait Scurtu (1995), en établissant une relation approximative entre cette durée, telle qu'estimée en champ lointain de la plaque, et la taille des tampons amortissants. Les durées ainsi obtenues sont celles de la pression d'accélération initiale de la plaque, dispersée vers ses bords par l'onde de flexion. En champ rapproché de la plaque, mais loin de l'axe de frappe, le signal est également formé de l'onde acoustique dispersée par la plaque. On peut donc effectuer un rapprochement entre les deux évaluations.

La figure D.3a sert de base de discussion. On y voit l'évolution, pour les Vac Damps et pour des tampons collés, de la durée du bruit d'accélération, loin du point d'impact, en fonction du taux de couverture de la plaque par les tampons. Les points correspondant à 16 % et à 70 % de couverture sont tirés de Scurtu (1995). Ceux à 40 % proviennent de la présente recherche. On distingue trois éléments de discussion : 1) pour tous les tampons, collés ou Vac Damps, le bruit d'accélération est plus long que pour la plaque nue; 2) la durée diminue de façon quasi linéaire lorsque la taille des tampons augmente; 3) la durée est plus faible pour les Vac Damps que pour les tampons collés, et cette différence diminue lorsque la taille des tampons augmente. Chacune de ces observations est discutée ci-dessous.

Comme le bruit d'accélération non dispersé (près de l'axe) est prolongé par la présence de la crête positive suite au pic négatif, il est normal de constater que le bruit loin de l'axe est lui aussi prolongé.

Les données expérimentales ne permettent pas d'établir de lien direct entre la taille des tampons et la durée de la crête positive dans l'axe. Ainsi, il faut recourir à d'autres

explications pour la deuxième observation. Il existe deux facteurs possibles pouvant affecter la durée observée de l'onde dispersée : la vitesse de propagation de l'onde et l'amortissement par les tampons. La vitesse de l'onde de flexion étant régie par l'épaisseur et les propriétés mécaniques de la structure (Fahy, 1985), la présence des tampons vient nécessairement la perturber. D'après les estimations avec tampons collés (tableau E.3), elle devrait augmenter. Elle devrait aussi augmenter avec l'épaisseur de la couche viscoélastique. Puisque la propagation est plus rapide dans les zones où se trouvent les tampons, la période de propagation est donc réduite, ce qui résulterait en diminution de la durée du signal d'accélération. Cette diminution serait proportionnelle à la taille des tampons. Il serait tout de même étonnant que cette variation de vitesse puisse faire passer la durée du simple au triple (figure D.3a), seulement par le changement de taille des tampons.

Si la durée réelle de l'onde de flexion est tant soit peu influencée par sa vitesse de propagation, l'amortissement par les tampons peut, lui, en réduire la durée apparente. Comme on l'a dit, l'amortissement vient atténuer l'amplitude de l'onde, en particulier aux basses fréquences. Puisque la vitesse de propagation de ces basses fréquences est faible, la fin du signal dispersé serait donc plus atténué que le début. On assisterait donc à un raccourcissement apparent du signal, qui serait proportionnel à l'amortissement subi et donc à la grandeur des tampons. C'est l'explication la plus plausible.

Quant à la durée plus faible du signal d'accélération, lors de l'utilisation de Vac Damps plutôt que de tampons collés, on peut proposer deux explications. La première est liée à l'amortissement accru des Vac Damps aux basses fréquences, par rapport aux tampons collés. Selon la discussion au paragraphe précédent, le signal d'accélération avec Vac Damps semblerait encore plus court que celui des tampons collés.

La deuxième explication provient de l'analyse des signaux temporels loin de l'axe de frappe (figure 3.6). Le pic additionnel observé dans le cas des tampons collés (section

3.6.2) vient modifier l'allure du signal, de même que son interprétation. Ainsi, la présence d'une onde aérienne de basse vitesse, provoquée par la présence des tampons collés, serait une cause probable d'un signal d'accélération plus long.

Les points de discussion ci-dessus mériteraient une vérification rigoureuse, soit par des mesures accélérométriques sur la plaque, soit par des analyses numériques sur un modèle de propagation réaliste. Les seules données expérimentales acoustiques sont insuffisantes pour affirmer l'imputabilité des phénomènes évoqués.

3.6.5 Spectres d'accélération

Les spectres d'accélération, pour les diverses configurations avec tampons, ont une allure semblable à ceux de la plaque nue. On peut observer, à l'annexe D, ceux des grand tampons appliqués par dépressurisation ou par collage, tels que mesurés au centre du grillage de microphones (figure D.6a) et aux coins du grillage (figure D.6b).

Près de l'axe de frappe, ils sont constitués d'une courbe lisse, généralement décroissante. Dans tous les cas, incluant celui de la plaque nue (figure C.15a), la courbe atteint un maximum vers 2400 ± 500 Hz et un minimum vers 11 kHz. Incidemment, la fréquence associée à la durée du pic principal d'accélération ($1 / 0,34$ ms) est environ 2900 Hz.

Pour ce qui est des signaux mesurés loin de l'axe de frappe, les spectres montrent d'importants creux d'amplitude en deçà de 11 kHz. Ces vallées sont situées autour de 5600 et 8700 Hz pour les Vac Damps, alors qu'ils se trouvent vers 6500 et 9200 Hz pour les tampons collés. Ce type de réponse est similaire à celui d'une plaque possédant des raidisseurs linéaires (Cray, 1994). On peut, par ailleurs, expliquer par la présence de ces vallées, l'alternance des performances qu'avait observée Scurtu (1995) entre les deux types de tampons. On peut en effet remarquer que l'atténuation acoustique offerte par

ces tampons, alors que la fréquence augmente, est supérieure d'abord pour les Vac Damps, puis pour les tampons collés, puis encore pour les Vac Damps. La largeur de chacune des ces trois bandes de fréquences est similaire à ce qu'avait évalué Scurtu.

Par ailleurs, Scurtu (1995), en étudiant les atténuations sur la réverbération, avait suggéré que la capacité d'amortissement des Vac Damps soit différente pour les deux types de tampons, à cause d'un éventuel frottement interfacial. Il a aussi démontré que les fréquences naturelles du système avec Vac Damps sont plus faibles que celles avec les tampons collés. La localisation des creux, à l'intérieur du spectre, à de plus faibles fréquences pour les Vac Damps que pour les tampons collés pourrait constituer une confirmation de cette hypothèse. En effet, les tampons semblent agir comme un filtre. Si la rigidité du système augmente, la fréquence de coupure doit diminuer; c'est ce que l'on peut observer en passant du système avec tampons collés à celui avec Vac Damps. La diminution de la rigidité est associée à la fois aux diminutions des fréquences naturelles et d'une 'fréquence de coupure'. Puisque toutes les autres caractéristiques mécaniques des deux systèmes sont identiques, cette flexibilité accrue des Vac Damps serait imputable à la présence d'un mouvement relatif entre les deux surfaces.

3.7 Effet des dissymétries sur le champ acoustique d'accélération

La présente étude a pour but principal la réduction du bruit d'accélération dans l'axe de frappe, près duquel se trouve normalement la tête d'un ouvrier affecté au rivetage. Pour y arriver, il existe deux possibilités : soit la diminution générale de l'énergie d'accélération rayonnée, soit le contrôle de la direction de ce rayonnement acoustique. Les sections précédentes de cet ouvrage ont révélé que les Vac Damps contribuent peu à la réduction générale du bruit d'accélération. Les tentatives de rectification de son orientation sont décrites ci-dessous.

On cherche ici à démontrer qu'un déséquilibre mécanique du système, causé par l'apposition des Vac Damps, peut être mis à profit pour créer un système dissymétrique. En plaçant des tampons différents de part et d'autre du point d'impact, ou encore en les positionnant différemment par rapport à ce point, la réponse acoustique du système peut être modifiée de telle sorte que le champ acoustique d'accélération devienne asymétrique.

3.7.1 Forme du champ dans le plan de mesures

Les courbes NPS (niveau de pression sonore), telles que présentées à la figure 3.3 (aussi figure E.7a), se trouvent modifiées par la présence sur la plaque des tampons viscoélastiques. Le rayonnement de la plaque nue est relativement homogène et concentrique autour de l'axe de frappe.

Lors de l'utilisation symétrique des Vac Damps, le rayonnement devient plus concentré autour de la zone d'impact. En particulier, il semble vouloir se concentrer dans la zone entre les deux tampons (figure E.7b). Cela peut s'expliquer par le fait que les Vac Damps, placés verticalement sur la plaque, atténuent l'onde de flexion dans cette direction, mais ont moins d'effet sur sa propagation dans la zone qui sépare les deux tampons. Dans l'axe de frappe, le niveau de pression sonore est réduit d'environ 1,3 dB.

Lorsqu'un seul Vac Damp est placé près du point d'impact, le champ acoustique dans le plan de mesures se présente différemment vis-à-vis des deux moitiés de la plaque. Il adopte la forme du champ de la plaque nue, du côté où il n'y a pas de tampon, et de celui de la plaque avec tampon, de l'autre côté (figure E.7c). Cela implique qu'il est effectivement possible d'influencer la symétrie du champ en supprimant celle du système mécanique. Dans l'axe de frappe, le niveau de pression sonore est environ 1 dB

inférieur à celui de la plaque nue, ce qui signifie une légère perte de performance par rapport au système avec deux tampons.

Un phénomène intéressant se produit lors de l'application de tampons collés ou de Vac Damps nus. Dans les deux cas, le résultat est similaire : des zones de basse pression acoustique viennent modifier les NPS de façon significative. Ces zones, de forme plutôt rectiligne, semblent suivre l'arête des tampons. Cray (1993) avait observé de telles zones de faible NPS dans le champ rapproché d'une plaque comportant des raidisseurs rectiligne, à partir de résultats numériques. Elles semblent être le fruit des discontinuités provoquées par les raidisseurs ou, dans le cas présent, par l'arête des tampons. Lorsqu'un seul tampon de ces catégories est utilisé, il n'existe dans le champ qu'une telle zone de basse pression, soit du côté de ce tampon. L'autre moitié du champ prend la forme prescrite par le type de tampon appliqué de ce côté. On peut visualiser ce phénomène ci-dessous, ou aux figures D.7b et E.7d. L'analyse de ce phénomène est plus facilement réalisable à l'aide des résultats de la section suivante, où les effets des tampons sont plus clairement définis.

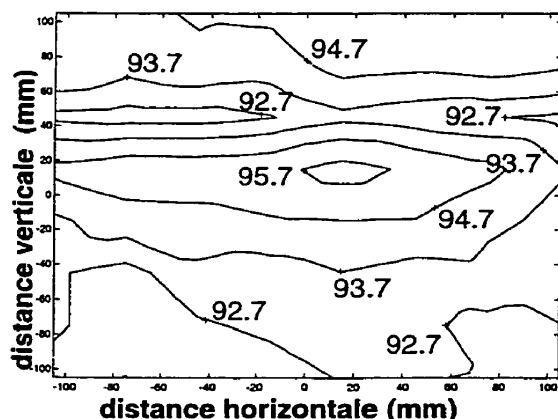


Figure 3.7 : NPS d'accélération à 50 mm de la plaque avec deux grands tampons, l'un sans viscoélastique au-dessus du point d'impact et l'autre avec couche viscoélastique en dessous (Ross, Amram et Ostiguy, 1999(2)).

3.7.2 Vecteurs d'intensité acoustique dans un plan de propagation

La propagation de l'onde acoustique d'accélération, telle que présentée à la figure 3.4, se trouve elle aussi modifiée par la présence, sur la plaque, des tampons viscoélastiques. Le rayonnement de la plaque nue, dans le plan vertical passant par l'axe de frappe, est symétrique par rapport à cet axe. Il semble très directionnel aux hautes fréquences et peu propagatif aux basses fréquences.

Comme on peut le constater ci-dessous, l'application symétrique de très grands Vac Damps épais réduit manifestement la quantité d'énergie rayonnée par la plaque en direction éloignée de l'axe de frappe. Elle ne semble toutefois pas modifier la réponse locale de la plaque, au voisinage du point d'impact. Cela confirme que les Vac Damps ont peu d'effet sur le contact proprement dit, mais réduisent la capacité de propagation de l'onde de flexion à l'intérieur de la plaque.

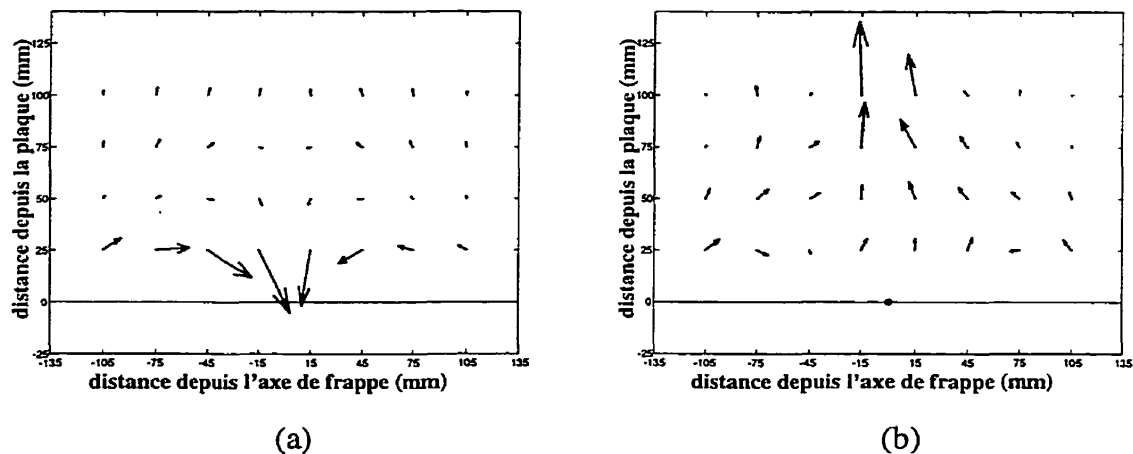


Figure 3.8 : Vecteurs d'intensité du bruit d'accélération dans un plan normal à la plaque : configuration avec Vac Damps symétriques (a) à 1500 Hz et (b) à 4000 Hz (Ross, Amram et Ostiguy (2)).

L'utilisation d'un unique Vac Damp provoque le même type de propagation, mais d'un côté de la plaque seulement. L'autre moitié du champ acoustique adopte la forme caractéristique de celui de la plaque nue (voir figure E.9c).

De façon générale, l'influence des Vac Damps sur le champ acoustique d'accélération augmente avec l'épaisseur de la couche viscoélastique, mais une dissymétrie d'épaisseur ne semble pas produire de variation importante dans l'orientation des vecteurs d'intensité. De même, la symétrie du champ semble peu affectée par les dissymétries de grandeur des tampons.

Les dissymétries de positionnement vertical ne semblent pas provoquer d'effet important sur le champ acoustique d'accélération. Par contre, une dissymétrie importante dans le positionnement horizontal engendre un champ acoustique du même type que celui des configurations avec un seul tampon, mais dans un plan de propagation horizontal plutôt que vertical.

L'altération la plus marquée du champ vectoriel acoustique est celle provoquée par l'utilisation de Vac Damps nus ou de tampons collés. Dans les cas symétriques pour ces deux types de tampons, on observe la présence de trois sources apparentes : l'une centrée sur l'axe de frappe et les deux autres situées de part et d'autre de cet axe. Pour toute distance normale à la plaque, il existe deux zones de basse pression, situées de chaque côté de l'axe de frappe et clairement visibles à la figure 3.9a ci-dessous. Dans le cas des Vac Damps sans couche viscoélastique, ces zones de basse pression se trouvent à environ 22° du plan médian, alors que dans celui de tampons collés, elles sont plutôt localisées à 60° . Elles semblent être le fruit d'une annulation de pression entre la 'source centrale' et les 'sources latérales'. Il n'a pas été possible d'obtenir de relation entre la position de ces zones et la fréquence étudiée ou les paramètres mécaniques du système.

Le seul effet asymétrique d'importance est celui obtenu lors de l'utilisation d'un seul Vac Damp nu (ou d'un tampon collé). Dans ces cas, le champ est encore une fois divisé en deux moitiés, chacune correspondant à sa moitié du système mécanique. La figure 3.9b, ci-dessous, représente l'effet asymétrique maximum, obtenu lors de l'application d'un grand tampon nu (à droite) et d'un grand tampon épais (à gauche). La dissymétrie ne permet pas de réorientation notable de l'axe principal de propagation acoustique.

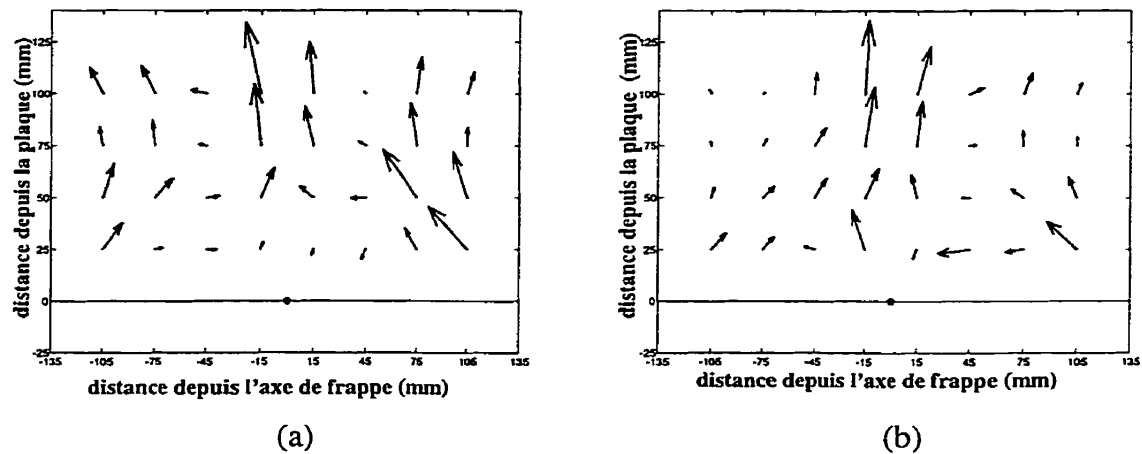


Figure 3.9 : Vecteurs d'intensité du bruit d'accélération à 4000 Hz : (a) deux Vac Damps nus et symétriques; (b) Vac Damp épais à droite et Vac Damp nu à gauche (Ross, Amram et Ostiguy (2)).

3.8 Discussion sur les modes d'action des tampons

Une synthèse s'impose à l'égard de certaines observations formulées dans ce chapitre. Quelques recoupements sont possibles qui permettent d'établir, de façon qualitative, l'existence de phénomènes résultant de la présence des tampons sur la plaque. Certains de ces aspects ont été évoqués auparavant.

3.8.1 Propagation du bruit d'accélération par onde de flexion

Lors de sa propagation dans l'espace, le signal acoustique d'accélération subit grandement l'influence de sa composante de flexion. Les observations expérimentales démontrent que le pic acoustique, tel que mesuré dans l'axe de frappe, adopte la forme en M caractéristique d'une onde dispersée lorsqu'il se propage dans une direction autre que cet axe. Cette forme caractéristique se retrouve dans toutes les configurations, avec ou sans tampon. De plus, les vecteurs d'intensité calculés pour la plaque nue démontrent clairement que la propagation ne se fait pas de la même façon aux fréquences supersoniques ou subsoniques. Cela va dans le sens d'une propagation purement aérienne aux basses fréquences et par ondes de flexion aux hautes fréquences.

Toutefois, plusieurs éléments indiquent que les Vac Damps agissent principalement sur cette onde de flexion, plutôt que sur la composante aérienne du bruit d'accélération. En effet, tout indique que les effets de ces tampons sont plus prononcés en dehors de l'axe de frappe que dans cet axe. Autant les valeurs comparées d'énergie rayonnée que les courbes NPS ou que les vecteurs d'intensité démontrent une atténuation accrue en un point distant de l'axe de frappe. La composante de l'onde parallèle à la plaque est donc clairement influencée. Cet accroissement est d'autant plus grand lorsque l'épaisseur des tampons augmente. De plus, les courbes NPS deviennent plutôt ovales lorsque les tampons sont appliqués, alors qu'elles sont plutôt circulaires pour la plaque nue. L'onde de flexion est donc moins affectée dans sa propagation entre les tampons que vis-à-vis des tampons. Enfin, la scission franche du champ acoustique, dans le cas des configurations asymétriques, démontre aussi qu'un effet majeur influence la propagation du bruit d'accélération dans la direction parallèle à la plaque.

3.8.2 Oscillation locale entre les tampons

Lorsque des tampons sont appliqués sur la plaque, le système ne se comporte plus comme une plaque nue simplement supportée. La présence dans le signal acoustique d'une crête positive, immédiatement après le pic négatif d'accélération, le démontre. Cette crête, on l'a dit, serait le résultat d'une force de rappel, par les tampons, de la zone déformée de la plaque vers sa position d'équilibre originale.

Or, pour les configurations avec deux Vac Damps, une ondulation est détectée dès le début du signal de réverbération. Cette variation de pression, particulièrement prononcée dans le cas de Vac Damps nus, indique la présence d'un mouvement oscillatoire entre les deux tampons. On note en effet que pour les configurations avec un seul tampon, la crête positive indiquant le rappel est présente, mais elle est suivie d'une période calme, tout comme dans le cas de la plaque nue. Cette vibration locale pourrait expliquer l'amplification de pression lors de la période initiale de réverbération avec Vac Damps nus, qui offrent peu d'amortissement sur ce mouvement.

3.8.3 Discontinuité d'impédance à la frontière des tampons sur la plaque

L'utilisation de Vac Damps nus et de tampons collés influence grandement la propagation de l'onde de flexion, depuis le point d'impact vers les bords de la plaque. On peut se rappeler les effets particuliers observés tant dans les signaux temporels que dans les distributions spatiales de pression acoustique : présence d'un pic inhabituel à l'intérieur de l'onde dispersée; zone de basse pression parallèle à l'arête des tampons; interférence apparente de plusieurs sources dans les vecteurs d'intensité acoustique.

Le système se comporte comme s'il existait deux sources, ou encore deux voies de propagation acoustique. L'hypothèse, déjà établie, d'une réorientation de l'onde à la frontière (rigide) de ces tampons semble expliquer le plus logiquement l'ensemble de

ces phénomènes. On aurait donc la propagation habituelle par onde de flexion, additionnée d'une onde purement aérienne produite par le changement subit d'impédance à la frontière des tampons.

3.8.4 Hypothèse du glissement interfacial

Plusieurs éléments semblent justifier l'hypothèse du glissement à l'interface de la plaque d'essais et des Vac Damps typiques (viscoélastiques). On peut les citer comme suit : efficacité accrue des Vac Damps aux basses fréquences, par rapport aux tampons collés; absence d'effets attribuables à une quelconque discontinuité d'impédance dans le système; spectres d'accélération indiquant une rigidité plus faible du système avec Vac Damps que du système avec tampons collés.

3.8.5 Hypothèse du pompage d'air à l'interface plaque - tampon

Le pompage de l'air nécessite que les tampons soient appliqués avec une pression relativement faible (de l'ordre de 20 kPa), afin de constituer un film d'air d'épaisseur optimale entre la plaque et le tampon, et que 'l'aire de pompage' équivaille à un pourcentage important (40 %) de la plaque d'essais (Laville, Thomas et Dessureault, 1999). Les effets diminuent rapidement lorsque l'aire de pompage est réduite.

Or, dans le cadre de la présente recherche, les tampons ont été appliqués soit par un vide de l'ordre de 92 kPa, soit par collage. Dans ces deux cas, la couche d'air serait, à toute fin pratique, éliminée. De l'air pourrait toutefois subsister dans la zone située entre la périphérie de la couche viscoélastique et le rebord intérieur du joint d'étanchéité des tampons, ou encore à l'intérieur des sillons de la couche viscoélastique. Lorsque deux très grands tampons sont utilisés, cette surface totalise environ 2 % de l'aire de la plaque d'essais (elle est plus faible pour des tampons plus petits). Compte tenu de cette très faible 'aire de pompage', il n'y a pas lieu de croire que le pompage fasse partie des

mécanismes importants de dissipation d'énergie, ni dans le cas des Vac Damps ni dans celui des tampons collés.

3.9 Conséquences concrètes de l'utilisation des Vac Damps pour les ouvriers

La raison première de l'existence des Vac Damps est, rappelons-le, la protection des facultés auditives des ouvriers attirés à l'assemblage par rivetage. Habituellement, la tête de ces ouvriers se situe non loin de l'axe d'impact. Incidemment, c'est dans cette direction que le bruit d'accélération est le plus fort. C'est donc dans cet axe que l'on recherche les atténuations les plus importantes du bruit d'accélération.

Les présents résultats servent à démontrer qu'il est en effet possible de modifier le bruit d'accélération par l'application des Vac Damps, autant dans sa forme que dans son amplitude. Les meilleures atténuations d'énergie sont obtenues par l'emploi de grands tampons épais. C'est toutefois l'épaisseur de la couche viscoélastique qui influence le plus le bruit d'accélération. On aura donc avantage à utiliser des tampons épais.

Par contre, il semble inévitable que la direction principale de propagation soit celle de l'axe de frappe. L'effet principal des Vac Damps est d'amortir l'onde de flexion, ce qui résulte en des atténuations acoustiques légèrement moins importantes dans l'axe de frappe qu'ailleurs.

De plus, l'utilisation dissymétrique des Vac Damps ne permet pas d'obtenir de réorientation notable de la direction principale de propagation. Les asymétries obtenues dans le champ acoustique ne touchent pas cet aspect. Toutefois, il semble que les effets des Vac Damps nus pourraient être mis à profit pour créer des zones de basse pression aussi près que possible de la tête des ouvriers. L'amortissement pourrait alors provenir d'une seconde paire de tampons, viscoélastiques cette fois, appliqués juste après les tampons nus par rapport au point d'impact.

CONCLUSION

4.1 Rappel des objectifs

La présente recherche comprenait quatre objectifs menant à une évaluation plus complète des performances des Vac Damps et à une meilleure compréhension de leur mode d'action sur les bruits d'accélération et de réverbération. On cherchait notamment à identifier les effets des Vac Damps sur l'amplitude et la directivité du champ acoustique d'accélération et à établir le potentiel de réorientation de ce champ à l'aide de configurations dissymétriques. On tentait par ailleurs de tirer profit des mesures temporelles en plusieurs points spatiaux, afin de compléter le portrait comparatif des Vac Damps par rapport aux tampons collés et de parfaire la compréhension de leur action sur le signal de réverbération.

En plus de faire avancer les connaissances scientifiques et pratiques dans le domaine du traitement acoustique de surface par couche viscoélastique contrainte, cette thèse apporte des contributions techniques dans le domaine du traitement des signaux.

4.2 Contributions techniques

La première partie de la présente recherche visait à élaborer un système peu coûteux d'holographie acoustique en champ proche (NAH). Grâce à un budget plutôt sobre et un peu d'ingéniosité, on a pu réaliser un système d'acquisition et de traitement des données répondant à cet objectif. Contrairement aux dispositifs commerciaux de NAH, cette installation ne comprend que 17 microphones qui ne sont pas nécessairement en phase les uns par rapport aux autres, d'où la nécessité de recourir à certaines innovations techniques dans le traitement des données. Les procédures numériques suivantes ont donc été conçues et implantées.

Les signaux, obtenus simultanément par huit micros disposés sur un grillage plan, sont numériquement remis en phase par rapport au micro de référence au moyen d'un facteur d'étalonnage déterminé au préalable. Ce facteur est évalué à l'aide du diagramme de phase de la fonction de réponse en fréquence entre chaque capteur et le micro de référence.

Une procédure appelée 'harmonisation des données' corrige l'amplitude et la phase des signaux obtenus par des essais successifs, afin de générer un ensemble d'échantillons correspondant à des essais simultanés. On parvient à un ensemble de données comprenant des mesures apparemment synchronisées sur 64 points spatiaux.

Comme le prélèvement d'échantillons sur 64 points est pratiquement insuffisant pour assurer des résultats valables par les calculs NAH, une fenêtre et un filtre spatiaux originaux sont appliqués aux données. Ils servent à réduire les fuites d'énergie occasionnées par la transformation des échantillons dans le domaine des fréquences spatiales. Tous deux sont testés et leurs limites d'utilisation sont établies.

Enfin, sept techniques ont été évaluées pour la séparation des bruits d'accélération et de réverbération, dont certaines élaborées de toutes pièces. De ces méthodes, on a retenu comme étant satisfaisantes, pour les besoins des travaux subséquents, l'application d'un écran de mousse pour réduire le niveau de réverbération et l'utilisation d'une fenêtre temporelle sur les échantillons. Cette dernière méthode a fait l'objet d'une étude confirmant son efficacité sur les échantillons prélevés en dehors de l'axe de frappe.

Le système complet a été mis à l'épreuve sur des échantillons théoriques et réels. Les résultats des calculs holographiques peuvent être utilisés pour évaluer une source acoustique jusqu'à une fréquence maximum d'environ 5 kHz. Le champ d'application de la NAH est borné par les distances suivantes, à partir de la source : une demi- et deux

fois la distance qui sépare le plan de mesures de la source. Les niveaux NPS, de même que les vecteurs, aux points situés en périphérie du plan de calcul, ne sont pas fiables.

4.3 Contributions scientifiques

La seconde partie des travaux était de nature expérimentale et visait à approfondir l'étude des Vac Damps. L'approche expérimentale comprenait plusieurs nouveautés. En effet, jamais auparavant un échantillonnage spatial du champ acoustique n'avait été prélevé dans le but d'évaluer les effets des Vac Damps. Jamais non plus le champ vectoriel d'intensité acoustique n'avait-il été évalué. Aucune analyse temporelle ou spectrale n'avait été effectuée directement à partir des signaux prélevés. Finalement, aucune dissymétrie dans l'application des Vac Damps n'avait été étudiée. Certaines observations, obtenues grâce à ces moyens originaux, viennent confirmer ou contredire des hypothèses antérieures, tandis que d'autres apportent des connaissances nouvelles.

Le travail sur la plaque nue aura servi non seulement à vérifier le type de propagation acoustique suite à un impact, mais aussi à établir et à vérifier l'expression mathématique de la pression acoustique dans l'axe de frappe. Ainsi, on a pu démontrer et vérifier que le bruit d'accélération est symétrique autour de cet axe et que sa durée correspond à celle du contact. Aux basses fréquences, la zone d'impact sert de puits d'énergie, alors qu'aux hautes fréquences, le bruit d'accélération se propage de façon très directionnelle.

L'influence des Vac Damps sur le bruit d'accélération est mise en évidence : ils atténuent quelque peu la réponse initiale du système par un ajout de masse et de rigidité; ils font obstacle à la propagation de l'onde de flexion; mais surtout, ils provoquent une crête positive dans le signal, suite au pic négatif d'accélération. Cette crête serait la manifestation d'une force de rappel provoquée par les tampons sur la zone déformée. D'ailleurs, plusieurs éléments montrent la présence probable d'une oscillation locale de

la plaque entre les tampons lorsque ceux-ci sont utilisés en paire. L'atténuation du bruit d'accélération obtenue dans l'axe de frappe est limitée à environ 1,3 dB, alors que celle de la réverbération peut aller jusqu'à 12 dB.

D'après cette étude, il semble impossible de modifier la direction dans laquelle le bruit d'accélération est le plus puissant. Seules de légères asymétries ont été obtenues dans le champ acoustique d'accélération, consécutives à des configurations dissymétriques de tampons. Toutefois, d'importantes zones de basse pression acoustique ont été produites par l'application de tampons sans couche viscoélastique. Elles semblent être le fruit d'une discontinuité d'impédance dans le système, à la frontière des tampons. L'hypothèse d'un pompage de l'air à l'interface plaque - tampon en tant que mécanisme de dissipation d'énergie n'a pas été retenue : les paramètres des essais ne permettent pas le maintien d'un film d'air d'envergure suffisante entre les tampons et la plaque.

Une relation mathématique a été développée, qui permet d'estimer la fréquence critique d'un laminé avec couches isotropes en fonction de sa première fréquence naturelle. D'après cette relation, la fréquence critique doit diminuer lorsque des tampons sont collés sur la plaque. On a pu confirmer expérimentalement que la fréquence critique diminue aussi lorsque des Vac Damps sont appliqués.

Les courbes de contour NPS ont servi à comparer le champ acoustique des systèmes avec Vac Damps ou avec tampons collés. Aux basses fréquences, on remarque que ce champ est dominé par le bruit d'accélération dans le premier cas, alors que dans le second, le bruit de réverbération semble prépondérant. En fait, dans ce dernier cas, la distribution des pressions acoustiques est intimement reliée au mode de vibration contenu dans la bande de fréquences considérée.

En plus d'établir des connaissances nouvelles, la présente recherche aura permis d'évaluer ou d'expliquer certaines hypothèses énoncées antérieurement. Tout d'abord,

plusieurs observations semblent confirmer l'existence d'un micro-glissement à l'interface des Vac Damps avec la plaque. Cela constitue un atout aux basses fréquences, puisque ce mouvement relatif permet une part de dissipation par frottement, mais devient un désavantage aux hautes fréquences, car cela limite la dissipation par cisaillement à l'intérieur de la couche viscoélastique. Ensuite, l'atténuation du bruit d'accélération est effectivement améliorée lorsque la taille ou l'épaisseur des tampons augmentent. Finalement, la durée du bruit d'accélération, mesurée en champ lointain par Scurtu, augmente avec l'application des tampons, surtout pour des tampons de petite taille. On a pu confirmer cette prolongation et l'imputer à une crête positive observée dans le signal temporel et non à la durée du contact; mais on a aussi établi que cette durée est, en apparence du moins, en relation inverse avec la capacité d'amortissement des tampons.

4.4 Contributions pratiques

Si les études précédentes ont permis de déterminer dans quelles conditions le bruit de réverbération est le mieux atténué, la présente recherche aura présenté les conditions pour lesquelles le bruit d'accélération est le plus influencé. Ainsi, l'application industrielle des Vac Damps pour minimiser les effets auditifs néfastes du rivetage pourra tenir compte de ces deux types de bruit. L'utilisation de grands tampons épais permet de réduire à la fois l'énergie acoustique émise par l'impact lui-même et celle rayonnée par la réponse prolongée de la structure.

Les résultats permettent en outre de proposer la formation de zones de basse pression acoustique autour de la tête de l'ouvrier en utilisant, près du point d'impact, des tampons sans couche viscoélastique. Cela réduirait les dommages causés par le bruit d'accélération.

4.5 Nouvelles voies de recherche

De multiples aspects évoqués dans ce document méritent une attention particulière et justifient des travaux complémentaires.

Le système d'acquisition et de traitement NAH pourrait subir quelques améliorations. Elles incluent : l'élimination de contraintes physiques des cartes d'acquisition dans le but d'effectuer des acquisitions simultanées sur les 17 micros et à des fréquences allant jusqu'à 51,2 kHz; l'application des techniques développées dans le cadre de cette recherche sur un système dont la couverture spatiale serait quadruplée, afin de le rendre plus complet; et, finalement, l'ajout d'une capacité de calcul en champ lointain.

En ce qui concerne les Vac Damps, plusieurs hypothèses énoncées ici pourraient faire l'objet d'une vérification expérimentale (à l'aide d'accéléromètres ou de jauges de contrainte) ou numérique. On peut citer : le déplacement de la fréquence critique, la variation de la durée du contact et le « rappel » de la zone d'impact par les tampons, de même que le filtrage de l'onde de flexion lorsqu'elle traverse les tampons.

D'un point de vue acoustique, il y aurait lieu de s'attarder au phénomène caractérisé par les zones de basse pression acoustique dans le champ proche. Il serait nécessaire d'en préciser la nature, de déterminer ce qui en régit la position et les proportions, et d'en établir les avantages pour le contrôle du bruit affectant l'ouvrier.

Évidemment, toute implantation industrielle devra être précédée d'essais sur des structures réelles lors du rivetage. En effet, les observations obtenues à partir de la structure d'essais ne peuvent être transposées à d'autres types de structures, sans vérification expérimentale. Il faudra notamment étudier le comportement des zones de basse pression acoustique dans le cas de structures comportant déjà des discontinuités d'impédance, dues à la présence des raidisseurs ou à un assemblage partiel.

BIBLIOGRAPHIE

AKAY, Adnan, LATCHA, Michael (1983). Sound radiation from an impact-excited clamped circular plate in an infinite baffle. Journal of the Acoustical Society of America, 74(2), 640-648.

AKAY, Adnan (1978). A review of impact noise. Journal of the Acoustical Society of America, 64(4), 977-987.

ALAM, N., ASNANI, N.T. (1984). Vibration and damping analysis of multilayered rectangular plates with constrained viscoelastic layers. Journal of Sound and Vibration, 119(2), 347-362.

ALAM, N., ASNANI, N.T. (1987). Refined vibration and damping analysis of multilayered rectangular plates. Journal of Sound and Vibration, 119(2), 347-362.

ALDRIDGE, E.E. (1971). Acoustical Holography, Merrow Publishing Co., England.

AMRAM, M., OSTIGUY, G., LAHLOU, R. (1993). Contrôle des vibrations engendrées et du bruit rayonné par les marteaux riveteurs dans l'assemblage aérospace. Rapport d'étape pour l'IRSST, projet N/D RS-91-25.

AMRAM, M., OSTIGUY, G., LAHLOU, R. (1994). Contrôle des vibrations engendrées et du bruit rayonné par les marteaux riveteurs dans l'assemblage aérospace. Rapport final pour l'IRSST, projet N/D RS-91-25.

AMRAM, Maurice, BROOKS, Gary E. (1996). Case history: Noise control in airplane manufacturing. Noise Control Engineering Journal, 44(4), 193-199.

ARNOLD, E.B., WEINREICH, G. (1986). Acoustical holography in spherical coordinates. Inter-Noise, July 21-23 1986, 1123-1128.

AVALLONE, E.A., BAUMEISTER, T. III (1987). Mark's Standard Handbook for Mechanical Engineers. McGraw-Hill, 9^e édition.

BACHMANN, H. (1995). Vibration Problems in Structures. Birkäuser Verlag Basel.

BECKWITH, T.G., MARANGONI, R.D., LIENHARD, J.H.V (1993). Mechanical Measurements. Addison-Wesley .

BEER, P.B., JOHNSTON, E.R. (1900). Vector Mechanics for Engineers. McGraw-Hill, 2^e édition métrique.

BENDAT, Julius S., PIERSON, Allan G. (1971). Random Data: Analysis and Measurement Procedures, Wiley-Interscience, New-York.

BERANEK, L. (1971). Noise and Vibration Control. McGraw-Hill.

BROOKS, Gary E., "Noise Reducing Tool and Method", U.S. Patent No. 4,976,334 (December 11, 1990)

BRÜEL & KJÆR (1986). Sound Intensity Intoduction Booklet. K. Larsen & Sons, DK.

CERVERA, F., ESTELLÉS, H., GALVEZ, F. (1994). Sound intensity in the near field above a vibrating flat plate. Noise Control Engineering Journal 45(5), 193-199.

CHERTOCK, G. (1963). Sound radiation from vibrating surfaces. Journal of the Acoustical Society of America 36(7), 1305-1313.

CHUNG, J.Y., POPE, J. (1978). Practical measurement of acoustic intensity – the two-microphone cross-spectral method. Inter-Noise, 893-900.

CHUNG, J.Y. (1981). Fundamental aspects of the cross-spectral method of measuring acoustic intensity. Congrès international sur les progrès récents dans la mesure de l'intensité acoustique (CETIM), 1-10.

CIZERON, Eric (1994). Contrôle des vibrations engendrées et du bruit rayonné par les marteaux riveteurs dans l'assemblage aérospatial. Rapport de fin de cycle d'ingéniorat, Ecole Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers, France.

CRAY, Benjamin A. (1994). Acoustic radiation from periodic and sectionally aperiodic rib-stiffened plates. Journal of the Acoustical Society of America, 95(1), 256-264.

CREMER, L., HECKL, M., UNGAR, E.E. (1973). Structure-Borne Sound. Springer-Verlag, Berlin.

CUSCHIERI, Joseph (1983). Restricting energy flow for impact noise control. Proceedings of the 11th International Congress of Acoustics, Paris.

CUSCHIERI, J.M., RICHARDS, E.J. (1983). On the prediction of impact noise IV: Estimation of noise energy radiated by impact excitation of a structure. Journal of Sound and Vibration, 86(3), 319-342.

DENISENKO, N., SCARANO, G., MATTEUCCI, M., PAPPALARDO, M. (1985) An approximate solution of the transient acoustic field. IEEE Transactions on sonics and ultrasonics, SU-32(6), 821-827.

ELLIOT, S.J., JOHNSON, M.E. (1993). Radiation modes and the active control of sound power. Journal of the Acoustical Society of America 94(4), 2194-2200.

EL-RAHEB, M., WAGNER, P. (1987). Wave propagation in a plate after impact by a projectile. Journal of the Acoustical Society of America, 82(2), 498-505.

ERDREICH, John (1984). Characterization and measurement of worksite impulse noise. Inter-Noise 84, 803-808.

EWINS, D.J. (1984). Modal Testing : Theory and Practice. Research Studies Press Ltd., John Wiley & Sons.

FAHY, Frank (1985). Sound and Structural Vibration: Radiation, Transmission and Response. Academic Press Inc, London.

FEIT, David (1966). Pressure radiated by a point-excited plate. Journal of the Acoustical Society of America, 40(6), 1489-1494.

FILIPPI, P.J.T., LAGARRIGUE, O., MATTEI, P.-O. (1993). Perturbation method for sound radiation by a vibrating plate in a light fluid : comparison with the exact solution. Journal of Sound and Vibration 177(2), 259-275.

GENTA, G. (1993). Vibration of Structures and Machines. Springer-Verlag.

GOLDSMITH, Werner (1960). Impact, Edward Arnold Ltd., USA.

GOODMAN, Joseph W. (1968). Introduction à l'optique de Fourier et à l'holographie, Masson et cie., Paris.

GORMAN, D.J. (1982) Free Vibration Analysis of Rectangular Plates. Elsevier North Holland.

GROVER, A.S., KAPUR, A.D. (1982). Shock response of viscoelastically damped sandwich plates. Journal of Sound and Vibration, 85(3), 355-364.

HALD, Jørgen (1989). STSF - a unique technique for scan-based Nearfield Acoustic Holography without restriction on coherence. Brüel & Kjær Technical review no.1.

HALLMAN, Darren, BOLTON, J. Stuart (1992). Multi-reference nearfield acoustical holography. Inter-Noise 92, 1165-1169.

HAN, S.Z. (1985). Dynamic response of a laminated plate with friction damping. ASME paper no. 85-DET-16, Design Engineering Technical Conference, Cincinnati, Ohio, Sept. 10-13, 1985.

HEITKÄMPER, W. (1985). Näherungsweise Berechnung der Schallabstrahlung von stoßartig angeregten Platten. Acustica, 58(3), 141-148.

HIRANAKA, Yukio, NISHII, Osamu, GENMA, Takayuki, YAMASAKI, Hiro (1988). Real-time visualization of acoustic wave fronts by using a two-dimensional microphone array. Journal of the Acoustical Society of America, 84(4), 1373-1377.

HOHENWARTER, D. (1991). Noise radiation of (rectangular) plane sources. Applied Acoustics 33, 45-62.

HOLLAND, K.R., FAHY, F.J. (1997). An investigation into spatial sampling criteria for use in vibroacoustic reciprocity. Noise Control Engineering Journal 45(5), 217-221.

HOLMES, D.G. (1976). Impact sounds due to sudden accelerations. Journal of Sound and Vibration, 44(1), 63-73.

KINSLER, L.E., FREY, A.R. (1982). Fundamentals of Acoustics. John Wiley & Sons, USA.

KOSS, L.L., ALFREDSON, R.J. (1973). Transient sound radiated by spheres undergoing elastic collision. Journal of Sound and Vibration, 27(1), 59-75.

KOSS, L.L. (1974). Transient sound from colliding spheres - inelastic collisions. Journal of Sound and Vibration, 36(4), 555-562.

LAHLOU, Roshdi (1993). Planification pour la seconde partie de l'étude. Rapport interne. Génie physique, Ecole Polytechnique de Montréal, Canada.

LALL, A.K., ASNANI, N.T., NAKRA, B.C. (1987). Vibration and damping analysis of rectangular plate with partially covered constrained viscoelastic layer. Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design, vol. 109, juillet 1987, 241-247.

LARBI, Djafar (1996). Technique expérimentale pour l'holographie acoustique en champ proche. Rapport de stage en laboratoire, École Polytechnique de Montréal, Canada.

LAVILLE, Frédéric, THOMAS, Marc, DESSUREAULT, Pierre (1999). Réduction du bruit de rivetage. Actes du 21^e Congrès de l'Association québécoise pour l'hygiène, la santé et la sécurité du travail, Montréal, 28-30 avril 1999, 287-294.

LE CHAFFOTEC, Claude (1992). Validity of field reconstruction and source location using nearfield acoustic holography: a parametric study. Inter-Noise 92, 1161-1163.

LEE, Chankil, BENKESER, Paul J. (1994). A computationally efficient method for the calculation of the transient field of acoustic radiators. Journal of the Acoustical Society of America, 96(1), 545-551.

LEISSA, A.W. (1973). Vibration of Shells. NASA SP-288.

MALLICK, P.K. (1988). Fiber-reinforced composites. Marcel Dekker, NY.

MACKERTICH, Seroj S. (1990). Transient acoustic radiation from excited plates. Journal of the Acoustical Society of America, 87(6), 2551-2556.

MASSON, P. (1993). Vibration et Rayonnement de Plaques : Revue de la littérature. Université de Poitiers, Laboratoire d'études aérodynamiques.

MATHEY, R. (1963). Physique des Vibrations Mécaniques. Dunod.

MAYNARD, J.D., WILLIAMS, E.G., LEE, Y. (1985). Near-field acoustic holography: I. Theory of generalized holography and the development of NAH. Journal of the Acoustical Society of America, 78(4), 1395-1412.

MENQ, C.-H., BIELAK, J, GRIFFIN, J.H. (1986). The influence of microslip on vibratory response, part I : a new microslip model. Journal of Sound and Vibration, 107(2), 279-293.

MENQ, C.-H., GRIFFIN, J.H., BIELAK, J. (1986). The influence of microslip on vibratory response, part II : comparison with experimental results. Journal of Sound and Vibration, 107(2), 295-307.

MENQ, C.-H., CHIDAMPARAM, P., GRIFFIN, J.H. (1991). Friction damping of two-dimensional motion and its application in vibration control. Journal of Sound and Vibration, 144(3), 427-447.

MOROV, C. (1963). Shock and Vibration Engineering (vol.1). John Wiley & Sons.

MORSE, P.M., FESHBACH, H. (1985). Methods of Theoretical Physics. McGraw-Hill Book Co., NY.

MORSE, P.M., INGARD, K.U. (1968). Theoretical Acoustics. Mc-Graw-Hill.

NAKAYAMA, I., NAKAMURA, A. (1985). Transient far field waveform on the axis of an elastic circular plate excited by a pulsed axial point source. Journal of Sound and Vibration 106(2), 267-274.

NASHIF, A.D., JONES, D.I.G., HENDERSON, J.P. (1985). Vibration Damping. John Wiley & Sons, NY.

OPPENHEIM, A.V., SCHAFER, R.W., BUCK, J.R. (1999). Discrete-Time Signal Processing. Prentice-Hall Signal Processing Series.

QIANG, Liu, ROSS, Annie (1995). Sound Radiation From a Vibrating Piston Mounted In a Rigid Baffle. Rapport interne no.1, Ecole Polytechnique de Montréal, Canada.

RAMIREZ, R.W. (1985). The FFT. Prentice-Hall.

RANDALL, R.B. (1987). Frequency Analysis. K.Larsen & Sons, Denmark.

RAO, S.S (1990). Mechanical Vibrations. Addison-Wesley, 2^e édition.

RAO, Y.V.K.S, NAKRA, B.C. (1973). Theory of vibratory bending of unsymmetrical sandwich plates. Archives of Mechanics – Archivum Mechaniki Stosowanej, 25(2), 213-225.

RASMUSSEN, Per, GADE, Svend (1995). STSF: Spatial Transformation of Sound Fields. Brüel & Kjær Lecture Notes.

RASMUSSEN, Per, (1995). Spatial Transformation of Sound Fields. Sound and Vibration, may 1995, 18-24.

RICHARDS, E.J., WESTCOTT, M.E., JEYAPALAN, R.K. (1979). On the prediction of impact noise I: acceleration noise. Journal of Sound and Vibration, 62(4), 547-575.

ROSS, Annie, OSTIGUY, Germain, AMRAM, Maurice (1999). New signal processing developments for low cost near-field acoustical holography systems. Noise Control Engineering Journal, 47(1), 1-17.

ROSS, Annie, OSTIGUY, Germain, AMRAM, Maurice (1998). Extracting the acceleration noise field of an impacted flexible structure. Journal of Sound and Vibration. (Soumis le 30 novembre 1998)

ROSS, Annie, AMRAM, Maurice, OSTIGUY, Germain (1999(1)). Benefits of Vac Damps over adhesive bonded damping pads for impact noise control. Applied Acoustics. (Soumis le 30 novembre 1999)

ROSS, Annie, AMRAM, Maurice, OSTIGUY, Germain (1999(2)). The effects of Vac Damps on the acceleration noise field of a point-impacted structure. Noise Control Engineering Journal. (soumis le 30 novembre 1999)

ROWELL, M.A., OLDHAM, D.J. (1995(1)). Determination of the directivity of a planar noise source by means of near field acoustical holography, 1: theoretical background. Journal of Sound and Vibration, 180(1), 99-118.

ROWELL, M.A., OLDHAM, D.J. (1995(2)). Determination of the directivity of a planar noise source by means of near field acoustical holography, 2: numerical simulation. Journal of Sound and Vibration, 180(1), 119-142.

RUHALA, R.J., BURROUGHS, C.B. (1997). Application of near field acoustical holography to tire/pavement interaction noise emissions. SAE Transactions Paper no. 972047.

SAKATA, M., KIMURA, K., MOCHIDA, Y. (1986). Acoustic radiation from a viscoelastic disk impacted by a steel sphere. Journal of Sound and Vibration 109(1), 97-109.

SCHUETTE, Lawrence C. (July 1991). Acoustic holography. IEEE Computer Graphics & Applications, 11(4), 12-13.

SCURTU, Petru Razvan (1995). Etude d'un système de deux tampons amortissants fixés sur une plaque rectangulaire. Mémoire de maîtrise, Ecole Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada.

SMITH, P.W. (1964). Coupling of sound and panel vibration below the critical frequency. Journal of the Acoustical Society of America 36(8), 1516-1520.

SNOWDON, J.C. (1968). Vibration and Shock in Damped Mechanical Systems. John Wiley & Sons.

TAKAHASHI, D. (1992). Frequency analysis of sound radiation from an impact-excited plate. Journal of the Acoustical Society of America, 91(5), 2708-2713.

TEMKIN, Samuel (1981). Elements of Acoustics (Impulsive motion of short duration). John Wiley & Sons, USA, 211-216.

TIMOSHENKO, S. (1953). Zur Frage nach der Wirkung eines Stoszes auf einen Balken. The Collected Papers of Stephen P. Timoshenko. McGraw-Hill.

TIMOSHENKO, S., WOINOWSKY-KRIEGER, S. (1959). Theory of Plates and Shells. McGraw-Hill.

UEHA, S., OSHIMA, S., TSUJIUCHI, J. (1977). Imaging of transient acoustic radiation sources by acoustical holography. Optics Communications, 22(3), 299-300.

VASWANI, J., ASNANI, N.T., NAKRA, B.C. (1985). Vibration and damping analysis of curved sandwich panel with viscoelastic core. Shock and Vibration Bulletin, June 1985, 155-166.

VERONESI, W.A., MAYNARD, E.G. (1987). Nearfield acoustical holography II: holographic reconstruction algorithms and computer implementation. Journal of the Acoustical Society of America, 81, 1307-1322.

VOLTERRA, E., ZACHMANOGLU, E.C. (1965). Dynamic of Vibrations. Merrill, USA.

WAGNER, J.W. (Sept. 1986). High-resolution holographic techniques for visualization of surface acoustic waves. Materials Evaluation, 44, 1238-1243.

WÄHLIN, A.O., GREN, P.O., MOLIN, N-E. (1994). On structure-borne sound: Experiments showing the initial transient acoustic wave field generated by an impacted plate. Journal of the Acoustical Society of America, 96(5), 2791-2796.

WILLIAMS, E.G., DARDY, H.D., FINK, R.G. (1985). A technique for measurement of structure-borne intensity in plates. Journal of the Acoustical Society of America, 78(6), 2061-2068.

WILLIAMS, E.G., DARDY, H.D., B. WASHBURN (1986). Mapping of structure-borne intensity using nearfield acoustical holography. Inter-Noise 86, 1247-1250.

WILLIAMS, J.A. (1994). Engineering Tribology. Oxford University Press.

WOOD, L.A., BYRNE, K.P. (1981). Analysis of a random repeated impact process. Journal of Sound and Vibration, 78(3), 329-345.

WOOD, L.A., BYRNE, K.P. (1982). Experimental investigation of a random repeated impact process. Journal of Sound and Vibration, 85(1), 53-69.

WOOD, L.A., BYRNE, K.P. (1983). Acceleration noise generated by a random repeated impact process. Journal of Sound and Vibration, 88(4), 489-499.

WU, Sean F. (1993). Transient sound radiation from impulsively accelerated bodies. Journal of the Acoustical Society of America, 94(1), 542-553.

WU, S.F., WANG, Z. (1995). A fast Fourier transformation algorithm for the Kirchhoff integral formulation. Journal of the Acoustical Society of America 97(1), 108-115.

XISHENG, C. (1985). Finite Element Perturbation Method for Dynamic Analysis and Optimum Design of Viscoelastically Damped Structures. Thèse de Ph.D., Université Xi'an Jiaotong, Xi'an, République populaire de Chine.

YOUNG, D., AUSTIN, T. (1950). Vibration of rectangular plates by the Ritz method. Journal of Applied Mechanics, 17, 448-453.

ANNEXE A : article publié

New signal processing developments for low cost near-field acoustical holography systems

Annie Ross,^{a)} Germain Ostiguy,^{b)} and Maurice Amram^{c)}

(Received 1998 December 1; revised 1999 February 5; accepted 1999 February 10)

Most noise field viewing techniques involve utilization of expensive equipment. Implementing a powerful system obviously commands substantial development and procurement of funds. Near-field acoustical holography (NAH) applications may be adapted for a small laboratory's budget. However, special computer techniques must be implemented to overcome inherent constraints, such as a limited number of microphones and data acquisition channels, as well as an imperfect phase match of the microphones. A low-cost, PC-based, NAH system was constructed and specific associated signal processing techniques were developed and tested. Phase error tolerances over the microphone grid were identified. Amplitude and phase calibration procedures were elaborated. Reconstruction of simultaneous 64 point measurements from four, 16 point grid positions was performed by using a reference microphone and data matrix manipulations. A new two-dimensional space window and filter were implemented, tested, and compared for energy leakage reduction. This paper describes the development, implementation, and assessment of the resulting low-cost NAH system. Possibilities for further development of the system are also discussed. © 1999 Institute of Noise Control Engineering. [S0736-2501(99)00401-4]

Primary subject classification: 72.2.2; Secondary subject classification: 74.3.1

1. NOMENCLATURE

c	sound speed in propagation medium
f	frequency
\mathcal{F}	two-dimensional Fourier transform in the x, y plane
$G(x, y, z x', y', z')$	frequency-dependent spatial propagator
$I_\eta(x, y, z)$	sound intensity vector component at point (x, y, z) , in the $\eta = x, y, z$ direction
j	unit imaginary number
k	wave number ($=2\pi f/c$)
k_c	low-pass filter cutoff wave number
k_N	Nyquist wave number or Nyquist "spatial frequency" ($=2\pi/\Delta x$)
k_x, k_y, k_z	trace wave number, or spatial frequency in x, y , and z directions
Δk	spatial frequency resolution in the k_x, k_y plane
M	number of grid points in each direction x, y

$P(x, y, z)$	sound pressure spectral value at point (x, y, z)
$\bar{P}(k_x, k_y, z)$	sound pressure spectrum in "spatial frequency" domain, on plane z
\Re	real part of a complex number
$U_\eta(x, y, z)$	particle velocity component at point (x, y, z) and in the $\eta = x, y$, or z direction
(x, y)	grid coordinates in measurement and calculation planes
$\Delta x (= \Delta y)$	distance between grid points
z, z'	measurement and calculation planes' distance from sound source
U_η^*	conjugate of complex number U_η
α	low-pass filter sharpness factor
δ	positioning error
ϵ	phase error
λ	wavelength
ρ	fluid mass density of the sound propagation medium

2. INTRODUCTION

A number of viewing techniques exist for the study of acoustic fields.¹⁻⁶ Most of them are efficient but quite expensive. Among them, near-field acoustical holography

(NAH)³ requires no optical equipment and serves many purposes. NAH is based on a mathematical approach that has evolved into a complete, versatile process.⁷⁻⁹ It has been used to detect sources and to map structure-born intensity.^{10,11} Brüel and Kjær has commercialized the powerful "Spatial Transformation of Sound Fields" system, which is partially based on this method.¹²⁻¹⁴

For our research on how the use of Vac Damps could modify the sound field from a vibrating structure,¹⁵ a practical way to define sound propagation characteristics in a three-dimensional space was required. However, the pur-

^{a)}École de génie, Université de Moncton, Moncton, New Brunswick E1A 3E9, Canada.

^{b)}Department of Mechanical Engineering, École Polytechnique de Montréal, CP 6079, succ. Center-ville, Montréal, Québec H3C 3A7, Canada.

^{c)}Department of Physical Engineering, École Polytechnique de Montréal, CP 6079, succ. Center-ville, Montréal, Québec H3C 3A7, Canada.

chase of such a system was well beyond the available budget and this required the development of the system described in this paper. (The B&K 3561 system with 12 array channels, 4 reference channels, and the microphone positioning system, was priced at \$170 000 Canadian in 1995 and required the use of an HP9000 series 700 workstation.) This system might be less efficient than commercial ones, but it allowed achievement of program goals with limited resources. Other laboratories have proceeded in similar ways, developing their own systems to fit their specific needs.¹⁶

In this paper, an original low-cost NAH system is described in detail. NAH theory is not redeveloped, as it has been discussed in a number of prior publications. The system described is not expected to compete with commercial systems. Nonetheless, for the purpose of completeness, it will be necessary to evoke the main aspects of the NAH theory. This will be followed by a description of how some practical limitations were overcome or how their negative effects were minimized.

3. OUTLINE OF NEAR-FIELD ACOUSTICAL HOLOGRAPHY THEORY AND APPLICATION

The discrete acoustic field near a sound source, as measured with a planar array of in-phase microphones, allows the sound pressure level (SPL) contours in that plane to be plotted. The use of a "spatial transporter," or "propagator," enables SPL mapping at various positions other than the measurement plane. This frequency-dependent propagator is defined as³

$$G(x, y, z | x', y', z') = \frac{e^{jk\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}}}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}} - \frac{e^{jk\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z')^2}}}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z')^2}} \quad (1)$$

It is applied to the complex pressure spectrum through the surface integral:³

$$\begin{aligned} P(x', y', z') &= \frac{1}{4\pi} \int_y \int_z \frac{\partial P}{\partial n}(x, y, z) \\ &\quad \times G(x, y, z | x', y', z') dx dy \\ &= \frac{-1}{4\pi} \int_y \int_{zP} (x, y, z) \\ &\quad \times \frac{\partial G}{\partial n}(x, y, z | x', y', z') dx dy, \end{aligned} \quad (2)$$

where $\partial/\partial n$ is the normal derivative with respect to the integration surface. If the measurement grid points are uniformly spaced in both directions, and if the construction array is parallel to the measurement plane and has the same coordinates as the measurement array $(x', y') = (x, y)$, then the whole equation can be transformed into the two-

dimensional (k_x, k_y) Fourier domain. The sound pressure in the calculation plane is given by:³

$$\begin{aligned} \bar{P}(k_x, k_y, z') &= \bar{P}(k_x, k_y, z) \bar{G}(k_x, k_y, z' - z) \\ &= \bar{P}(k_x, k_y, z) e^{j(z' - z)\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}} \end{aligned} \quad (3)$$

The full amplitude and phase values of the sound pressure at each (x, y) point of the measurement plane must be determined for subsequent transformation into the spatial in-plane frequency domain $\bar{P}(f, k_x, k_y, z) = \mathcal{F}[P(f, x, y, z)]$. This implies that microphone positions must be precise enough so that phase accuracy is not compromised. It also means that microphone amplitude and phase match must be calibrated, and that data at all points must be measured simultaneously.

Once the sound pressure field in the z' plane is determined, calculation of the particle velocity field and acoustic vector intensity components in this plane ensue:³

$$\mathcal{F}[U_\eta(x, y, z')] = \frac{k_\eta}{\rho c k} \bar{P}(k_x, k_y, z'). \quad (4)$$

$$I_\eta(x, y, z') = 1/2 \Re[P(x, y, z') U_\eta^*(x, y, z')], \quad (5)$$

where η is the x , y , or z component. The spatial frequency in the z direction is given by the relationship $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 = (2\pi f/c)^2$, where k_x and k_y are multiples of $2\pi/M\Delta x$.³ Again, the phase definition is very important in order to calculate correct velocity values. Since Fourier transforms are used, it will also be imperative that an anti-aliasing filter be applied, as well as temporal and spatial windows and/or filters. It is also essential that the Nyquist sampling rate be observed as well in the spatial as in the time domains.

4. HARDWARE DESCRIPTION AND PRACTICAL CONSIDERATIONS

Unlike commercial NAH systems, which comprise a powerful workstation, a large array of precision microphones, compiled acquisition and analysis software, and several reference microphones, this system is assembled using a smaller number of lower cost components. As depicted in Fig. 1, it is based on the use of a personal computer (PC) that contains a number of data acquisition boards, a limited number of low-cost microphones, and in-house acquisition and analysis software. The total hardware price of the proposed system (excluding the PC) was around \$15 000 Canadian.

The sound measurement device is composed of sixteen 130-A Acoustical electret microphones, charged by a 514-A Acoustical (PCB) Power Supply. The omnidirectional microphones are 25 mm long and have a 10 mm external and 5 mm internal diameter. They boast a 90-dB dynamic range, a ± 1 -dB flat frequency response within the 20- to 6000-Hz spectrum, a resonant frequency of 13 kHz, and a 25-mV/Pa sensitivity. The 16 channel power unit provides each microphone with a ± 2 -V, 5-mA electric current, and its response is linear within the 10-Hz to 40-kHz spectrum.

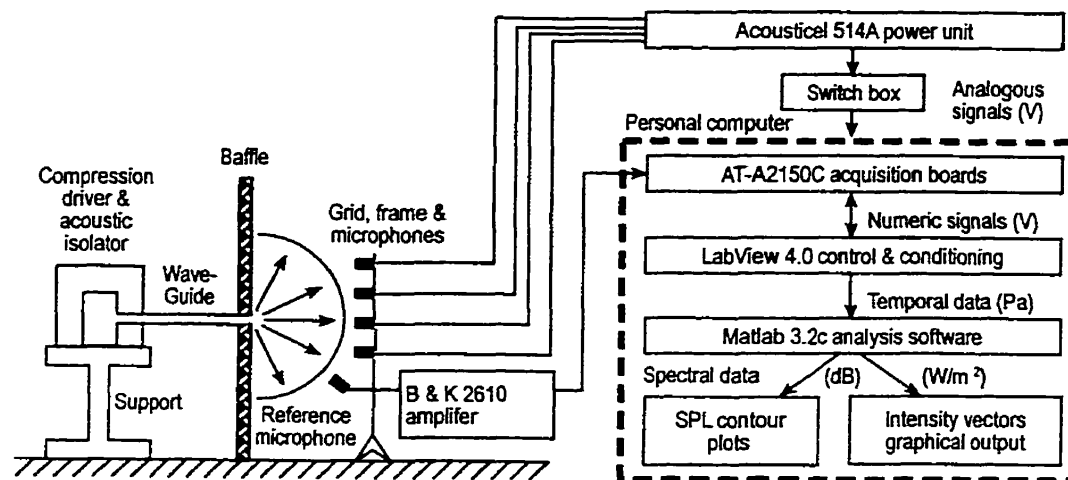


Fig. 1 - Hemispherical source and measurement setup.

Sixteen microphones enable the fabrication of a 4×4 grid. This being largely insufficient for Fourier transformation in each direction, the total number of measurement points has been quadrupled by using the grid in four different positions to synthesize an 8×8 grid. A rigid Plexiglas™ frame was constructed in order to precisely position the 4×4 wire mesh in each location (Fig. 2). Four data sets are thus acquired separately. A reference microphone serves as an amplitude and phase "harmonization" tool between each set (the procedure is described in Sec. 5). This microphone is a B&K 4133 for high reliability. The microphones are mounted on a square PVC-covered steel grid. The size and position of this mesh, as well as the microphones' spacing depend on the sound source's size and on the considered frequency range. As a rule of thumb, microphone spacing must be less than half the shortest wavelength, the overall grid dimensions must be larger than the longest

wavelength to be studied, and the measurement plane's distance from the source must be slightly greater than the microphone spacing.¹³ These conditions are required to respect the Nyquist sampling rate and to ensure appropriate anti-aliased sampling of all frequencies. Tolerance on this positioning also depends on the maximum frequency to be studied. If the permissible phase deviation of the measured signal is to be ϵ , then the maximum positioning error is given by

$$\delta = \frac{\epsilon}{360^\circ} \lambda_{\min} = \frac{\epsilon}{360^\circ} \frac{c}{f_{\max}} \quad (6)$$

The system's core component is a PC compatible micro-computer. Of course, the more powerful the computer, the more efficient the system. We used a 66-MHz 486 with 32 Mbytes of live memory, at least 15 Mbytes of free disk space, and Microsoft WINDOWS 95. Any inferior system will not be suitable, mainly because of matrix sizes. Live memory, disk space, and computer speed constitute major hardware constraints. Although the amount of spatial data is minimal, disk space requirements are still relatively high: a single data file from an 8×8 grid, including 30 samples of 1200 records uses over 5 kBytes. However, this is a lesser preoccupation than the computation time: NAH processing on the same file involves roughly 4 h; calibrating and visualizing the nine channel data require approximately 10 min. As for the live memory, it is being fully used as it is. (Data matrices stay quite large throughout the calculation procedure, since sample averaging is only performed once the intensity vector components for each sample set is calculated.)

The computer is equipped with National Instruments' (N.I.) LABVIEW 4 and three AT-A2150C acquisition boards, connected through a N.I. "Real-Time System Integration" (RTSI) bus. These boards were selected for their high speed sampling capability, which is required for sound measurements, and their ability to digitalize many dynamic signals simultaneously. When connected and properly controlled

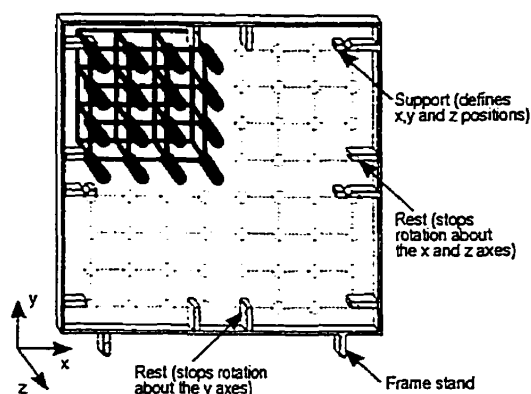


Fig. 2 - Wire mesh, microphones, and positioning frame; bracketing allows microphone grid's precise positioning at four locations on the Plexiglas frame.

from the LABVIEW in-house program, these PC boards will all work as one, acquiring data simultaneously. One of the boards serves as a master which sends the others, the slave boards, a signal that will harmonize their internal clocks to the master's. The master board also controls the slave boards' trigger, sampling frequency, number of data points, etc. Each of the AT-A2150C boards embodies four RCA-type phono jacks for simultaneous input/output on four channels, at selected sampling frequencies varying from 4 to 51.2 kHz. One additional RCA jack may be used for external triggering only.

There are two inherent limitations in the acquisition boards' design. First, once two of these boards are coupled through the RTSI connector, the maximum sampling frequency lowers to 44.1 kHz. The integration of a third board further decreases that frequency to 32 kHz. Attempting to sample above these limits results in flawed data. In fact, under such circumstances a random time delay is inserted between some channels, as if the LABVIEW controller could not retrieve all the data at once from the boards. Second, even though the RTSI bus comes with up to five connectors, trying to unite more than three boards is impossible, because only three direct memory access (DMA) channels are available for these boards.

Since there are 16 grid microphones, a reference microphone, and a total of only 12 input jacks on the acquisition boards, a switch box transmits the signal from either the first or the last 8 microphones in the grid to the first two acquisition boards. The reference microphone is plugged into the third board and will be used with each set of data.

5. DATA ACQUISITION SOFTWARE DEVELOPMENT

The data acquisition software was developed in LABVIEW 4.0 because its design includes control functions for the N.I. acquisition boards. The program contains amplitude and phase calibration for each microphone, trigger control, selection of sampling rates and number of samples, simultaneous acquisition over up to 12 channels, data visualization, and ASCII format storage.

Amplitude calibration was performed using a B&K microphone calibrator 4230, with an adaptor the size of the Acoustical microphone. It delivers a 1000-Hz, 93.8-dB signal. For each individual microphone, the signal was digitized at 4000 Hz and averaged over 30 samples of 4000 data points each, leading to a frequency resolution of 1 Hz. After passing through an A-weighting filter to cut off low frequency electronic noise, the position and amplitude of the power spectrum peak were then detected. The position of this maximum was consistent through the entire set of microphones. The calibration factor for each microphone was then calculated from the difference between the peak amplitude and 93.8 dB. The procedure was repeated 20 times over several days and calibration factors were generally repeatable within 0.2 dB.

The purpose of phase calibration is to ensure a proper phase match between all microphones. In fact, each grid microphone was matched with the reference microphone, using a wide band point noise source. Each grid microphone was placed side-by-side with the reference micro-

phone, pointing toward the point source at a distance of 0.6 m. The source was fed with a 0- to 20-kHz white noise, but the 800- to 4000-Hz band was of primary interest, since this is where the microphones will be utilized in current research. 1600 samples of the signal were captured simultaneously on both microphones at a 32-kHz frequency. Spectral resolution is thus 20 Hz. The phase difference between the two signals emerges from the frequency response function (FRF). The FRF phase plots show that this difference grows linearly with frequency, at least in the frequency range of interest. By estimating the slope in this area, an appropriate phase calibration factor, in radians/hertz, is obtained and is applied as follows:

$$P(f)_{\text{corrected}} = P(f)_{\text{measured}} e^{-(\text{slope } f)} \quad (7)$$

After repeating the procedure 50 times on each grid microphone, an average calibration factor is determined, which is stable within $\pm 2^\circ$. The precision will be discussed later in this paper.

Acquisition may be free, or triggered directly on the analog signal. If a trigger is used, it will lock on the reference microphone channel on the master board, and will start sampling when trigger conditions are met. At this point, all data acquisition boards being controlled by the master board, acquisition will start and stop simultaneously on all channels, with the same sampling rate. Of course, some LABVIEW programming was necessary to enable this control. Synchronizing the boards' internal clocks and handing trigger control to the master board are two separate operations.

No filters or windows are applied at this point, so that raw data may be preserved. However, it is possible to view windowed or filtered data in either temporal or frequency domains. In addition, application of an external anti-aliasing filter is not necessary, as the acquisition board is equipped with such an accessory. The in-board two-stage filter cuts off at 0.45 times the sample rate. The first stage is analogous and the second is achieved by oversampling. Featured rejection at the Nyquist frequency is 85 dB.

All data are saved in ASCII matrix format, which most PC software can read. No averaging and no other processing is done to this raw data. This allows for signal analyses other than NAH. The data matrix contains one column for each grid point (there are 64 of them) and one column for each use of the reference microphone (this instrument is used with each set of 8 grid microphones).

6. ANALYSIS SOFTWARE DEVELOPMENT

MATLAB 4.2C.1 was selected as the analysis tool because of its two-dimensional fast Fourier transform (FFT) functions, which LABVIEW does not offer. However, because it does not feature three-dimensional matrix capabilities, a great deal of matrix manipulation is required to handle the entire time-space-average data. Consequently, it demands a prolonged computation time. The program reads the LABVIEW ASCII data files, applies necessary windows and filters in both temporal and spatial domains, performs all NAH calculations, averages, and delivers final intensity results in isogram and vector formats. The use of auto and

cross spectral functions could have allowed the samples to be averaged at the beginning of the spatial process, thereby reducing computation time. However, for development purposes and future use, it is necessary to be able to probe intermediate, nonaveraged results.

A selection of time windows is available for different types of samples. Windowed data for every sample and for each acquisition channel (64 grid microphones plus 8 times the reference microphone) is transformed to the frequency domain. The utility of the reference microphone becomes obvious at this point. This is where data from 8 sets of grid points is harmonized to synthesize data from an 8×8 microphone array. If 64 grid-point data were collected simultaneously, all 8 of the reference microphone data columns would be identical (and would be needless). By adjusting the amplitude and phase of each data column so that all reference data columns become the same, the entire data set can be harmonized. This is done by using the FRF between the first and each of the other reference data columns, over the respective grid data set:

$$P(f)_{i,\text{harmonized}} = \frac{P(f)_{\text{reference } 1}}{P(f)_{\text{reference } i}} P(f)_{i,\text{measured}} \quad (8)$$

$P(f)_{\text{reference } 1} / P(f)_{\text{reference } i}$ is the "harmonization function," where indexes "1" and "i" correspond to the first and *i*th sets of measurements, from 2 to 8. This is done separately on each sample (no averaging), so that the result is 64 individual columns containing a number of harmonized samples for future averaging.

Once this operation is completed, all reference data are eliminated. All spectral data above the lowest of 5000 Hz and the Nyquist frequency are discarded, since the system will not efficiently process such high frequencies. Data pertaining to the remaining frequencies are saved in MAT-file matrix format, because the imaginary part of complex numbers would be lost in an ASCII file. All variables are cleared from the computer's live memory and spectral data are ready for further processing.

Application of spatial NAH calculations is the final step. Bidimensional FFT and inverse FFT of the selected fre-

quency data in the *x-y* plane are achieved using MATLAB's FFT2 and IFFT2 features. Data may be space filtered or windowed and zero padded beforehand. In addition to its anti-aliasing properties, the two-dimensional zero

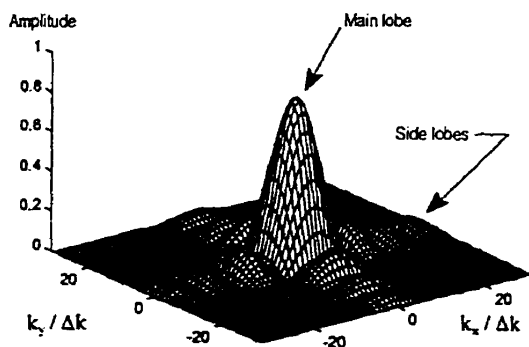
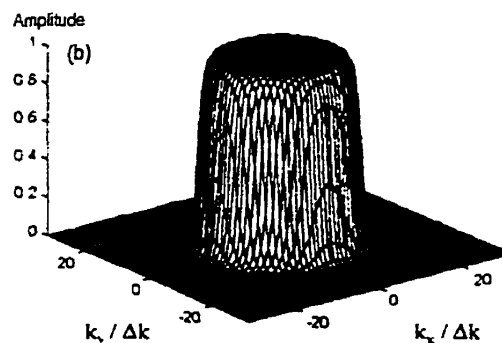
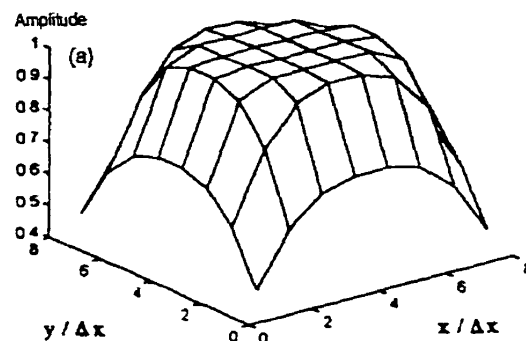


Fig. 3 – Spectrum showing leakage: a theoretical normal plane wave as would be measured by an 8×8 grid and zero padded displays a main lobe and sidelobes.

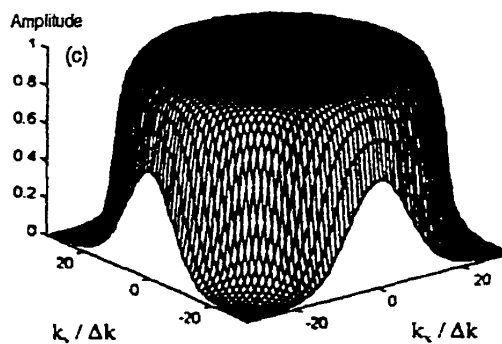


Fig. 4 – Anti-leak treatments: (a) spatial two-dimensional window; (b) and (c) frequency-dependent antileak filter for 800- and 4000-Hz signals.

TABLE 1 - Cutoff frequency optimization for the antileak filter.

Frequency	800 Hz	1600 Hz	1920 Hz	2400 Hz	3200 Hz	4000 Hz
k_c/k_v calculated	0.40	0.53	0.59	0.68	0.82	0.96
k_c/k_v tested	0.52	0.59	0.65	0.78	0.89	1.00

pad is a simple way to increase spatial frequency resolution.⁷ Its size is user defined, according to the sampling configuration and the intent of the analysis. The recommended low-pass filter is especially important when the calculation plane is closer to the source than the measurement plane. It helps reduce high-frequency noise infiltration, which would be amplified by the calculations. The filter function implemented is that proposed in earlier papers,⁷ where the suggested cutoff wave number (k_c) is $0.6 \pi/\Delta x$, sharpness factor (α) is 0.2, and $k_r = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$:

$$\text{filter}(k_x, k_y) = 1 - \frac{e^{(k_r/k_c - 1)/\alpha}}{2} \quad \text{for } k_r \leq k_c$$

$$\text{filter}(k_x, k_y) = \frac{e^{(1 - k_r/k_c)/\alpha}}{2} \quad \text{for } k_r > k_c \quad (9)$$

Filter characteristics are free to be set and optimized according to the application.

NAH calculations are applied to each individual sample, giving sound pressure level and intensity vector components as a result. Averaging is done on these final results only, because vector component calculations require unaltered phase information. Isograms show the SPL in decibels and intensity vectors are plotted at each x - y point of the construction plane. This last plot is scaled to magnify the view on the vectors.

7. LEAKAGE EFFECTS PREVENTION

Spectral leakage is a side effect of signal sampling. It is due to high amplitudes in the signal, at the beginning and/or end of the measurement period. The FFT procedure interprets these high edge amplitudes as sharp discontinuities, causing part of the signal's energy to be "transferred"

to high frequencies in the spectrum. The application of a smooth-end's time window (Hanning, exponential, etc.) usually reduces this effect. The software offers a choice of time windows for that purpose. However, a significant amount of leakage may also occur during the bidimensional spatial FFT calculations. Energy transfer to the higher spatial frequencies affects the NAH process in this spectrum. It results in incorrect vector amplitudes and orientation, as well as abnormal SPL contour plots. The lower the surveyed frequency, the lower the trace wave numbers, so the more important this effect is because more leaked energy falls within the spatial spectral range. Figure 3 shows spatial leakage. The spectrum of a theoretical normal plane wave, as sampled by an 8×8 grid and zero padded, displays main and side lobes, whereas the analytical spectrum would exhibit a single dirac at the $(k_x, k_y) = (0,0)$ coordinates.

Typical techniques used to reduce leakage for much larger measurement arrays needed to be adapted to the small array size.^{7,8} Standard two-dimensional windows would severely alter the sound distribution over the array and any filter with a fixed cutoff frequency would leave too much leaked energy inside the passband at low spatial frequencies. Adapted techniques are described below.

A two-dimensional spatial window was implemented to soften the discontinuity between the data and the zero pad. Its design was inspired by the Hamming-type window. It maintains the signal's amplitude over most of the measurement's surface, while reducing it to 45% at the surface's borders [Fig. 4(a)]. However, due to the minimal number of measurement grid points, this window is expected to influence the low spatial frequencies as well as the higher ones. This window is defined by the following MATLAB expressions:

```
window=[sin(pi*(1:M/2)/M) sin(pi*(M/2:-1:1)/M)];
window=sqrt(window'*window)/0.85;
for j1=1:M; for j2=1:M;
if window(j1, j2)>1; window(j1,j2)=1; end; end; end;
```

Since it is important to eliminate the leaked energy without affecting the studied frequencies, the low-pass filter described earlier was used as an "antileak" filter. Its cutoff wave number is frequency dependent ($k_c \propto f$). Since a measured signal of wave number k requires that $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2$, then for k_x and k_y to be real valued, they must inevitably be smaller than k , regardless of its orientation. In addition, even for a very low frequency, the entire lobe surrounding the peak should be encompassed by the filter. The size of the sidelobes is the same as the spectral resolution before zero padding, that is: $2\pi/M\Delta x$. So, the selected cutoff wave number should comprise all spectral components up to k plus those covered by one sidelobe, so that all relevant frequencies are included. This theoretical cutoff wave number is then:

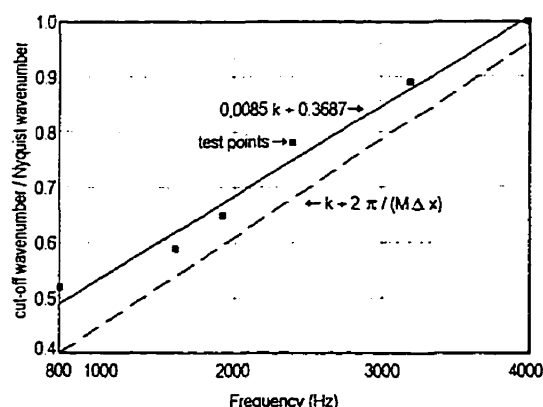


Fig. 5 - Antileak filter optimization.

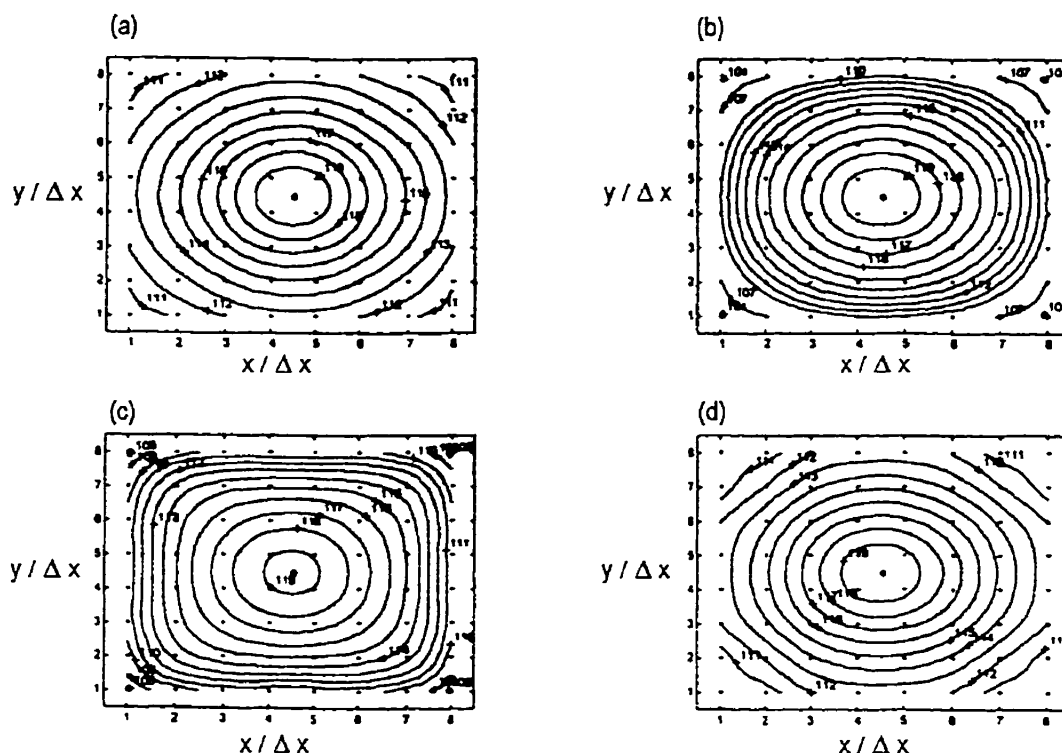


Fig. 6 – Perfect spherical wave SPL contours in decibels on a “measurement plane” at 50 mm from the “source”: (a) raw data at all frequencies; (b) windowed data at all frequencies; (c) and (d) antileak filtered data at 800 and 4000 Hz.

$$k_c = \frac{2\pi f}{c} + \frac{2\pi}{M\Delta x} \quad (10)$$

This relationship was tested and optimized on a theoretical spherical wave at several frequencies, without any propagation calculations. Various values for k_c and α were applied to the filter and used on the test file without any space variation ($z - z' = 0$). Vector amplitudes and orientations were compared to their theoretical values for such a sound field, to seek a minimum error in both aspects. After numerous attempts, it was found that the best combination was the cutoff wave numbers (k_c) listed in Table 1, associated with a very steep edge ($\alpha = 0.05$). The cutoff wave numbers were linearly approximated (Fig. 5) by the following equation, as found by the least-squares method:

$$k_c = (0.0085k + 0.369) \frac{\pi}{\Delta x} = 0.89 \frac{2\pi f}{c} + 1.475 \frac{2\pi}{M\Delta x} \quad (11)$$

The least-squares error on Eq. (11) is 0.057, as compared to 0.195 for Eq. (10). It has been retained as a simple and accurate antileak filter equation, to be used in our measurement configuration. Figures 4(b) and 4(c) reveal the shape of this filter at the minimum and maximum working frequencies of the system, respectively.

8. VALIDATION OF APPARATUS

Before using the newly implemented acquisition and analysis system, it was imperative that its effectiveness be appraised. Validation protocol included testing the sampling and calibration process and the NAH calculations, as well as verifying the effects of a phase lag between microphones and the choice of a spatial window or filter.

A. Hardware validation

First, data from the acquisition components (signal acquisition boards, LABVIEW control and calibration program) were compared to data obtained from a B&K 4133 microphone and 2032 analyzer. These tests were conducted with an impact noise, because the acceleration and reverberation distinctive peaks are easy to compare. A single B&K microphone was installed to measure this noise and was connected to the analyzer as well as to each PC acquisition channel. The computer sampled signal was quite comparable to the analyzer's time screen, both in shape and amplitude. Calibrated amplitude discrepancy was within 0.2 dB between the analyzer and the computer, and none could be detected between the computer's various channels. Phase readings were identical for all computer channels.

Each individual microphone/power supply channel arrangement was tested against a calibrated B&K 4133 mi-

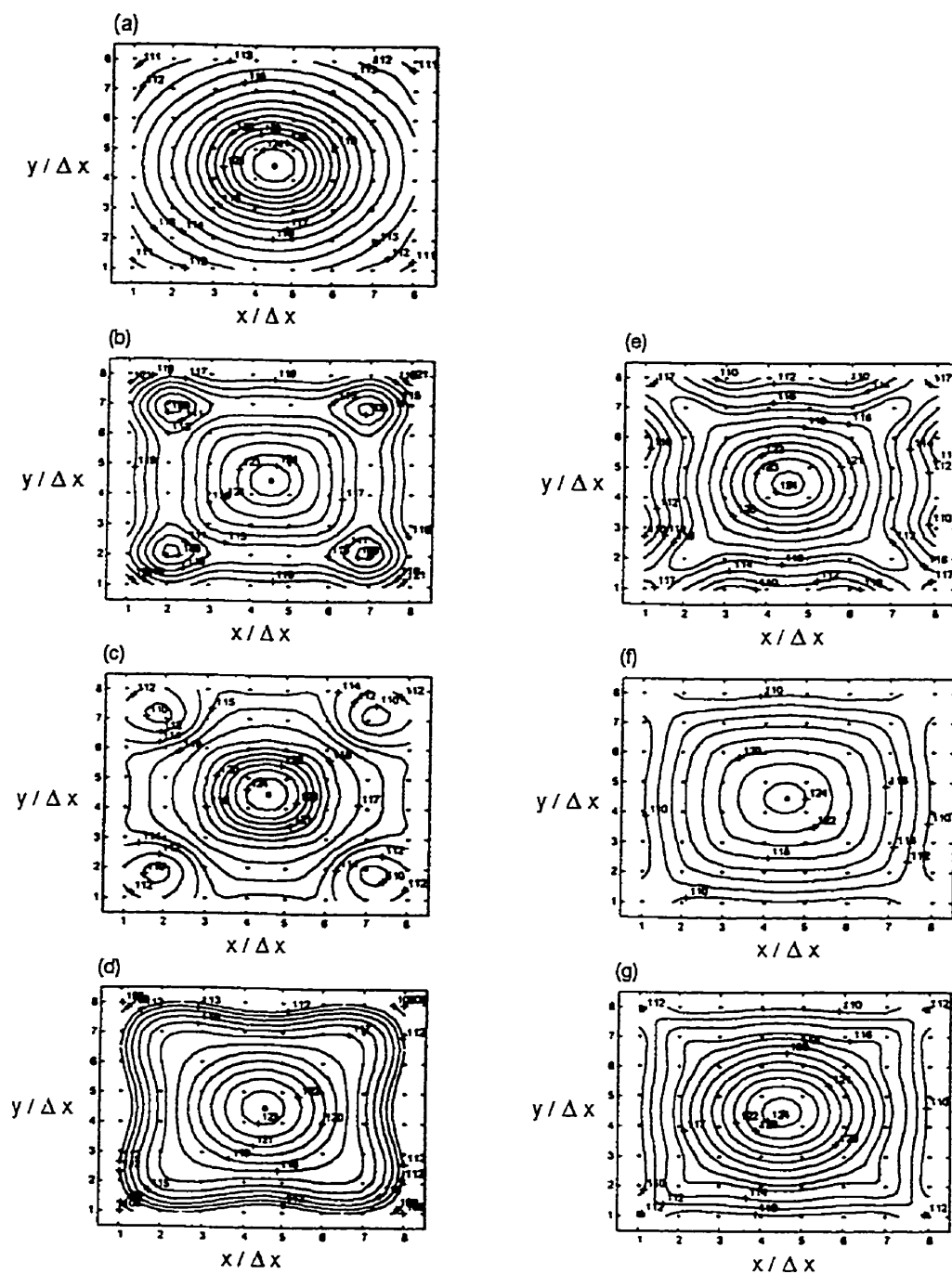


Fig. 7 – Perfect spherical wave SPL contours in decibels on a 25 mm from the “source” calculation plane, as calculated with the NAH procedure: (a) theoretical results; (b) and (e) using raw data at 800 and 4000 Hz; (c) and (f) using windowed data at 800 and 4000 Hz; (d) and (g) using antileak filtered data at 800 and 4000 Hz.

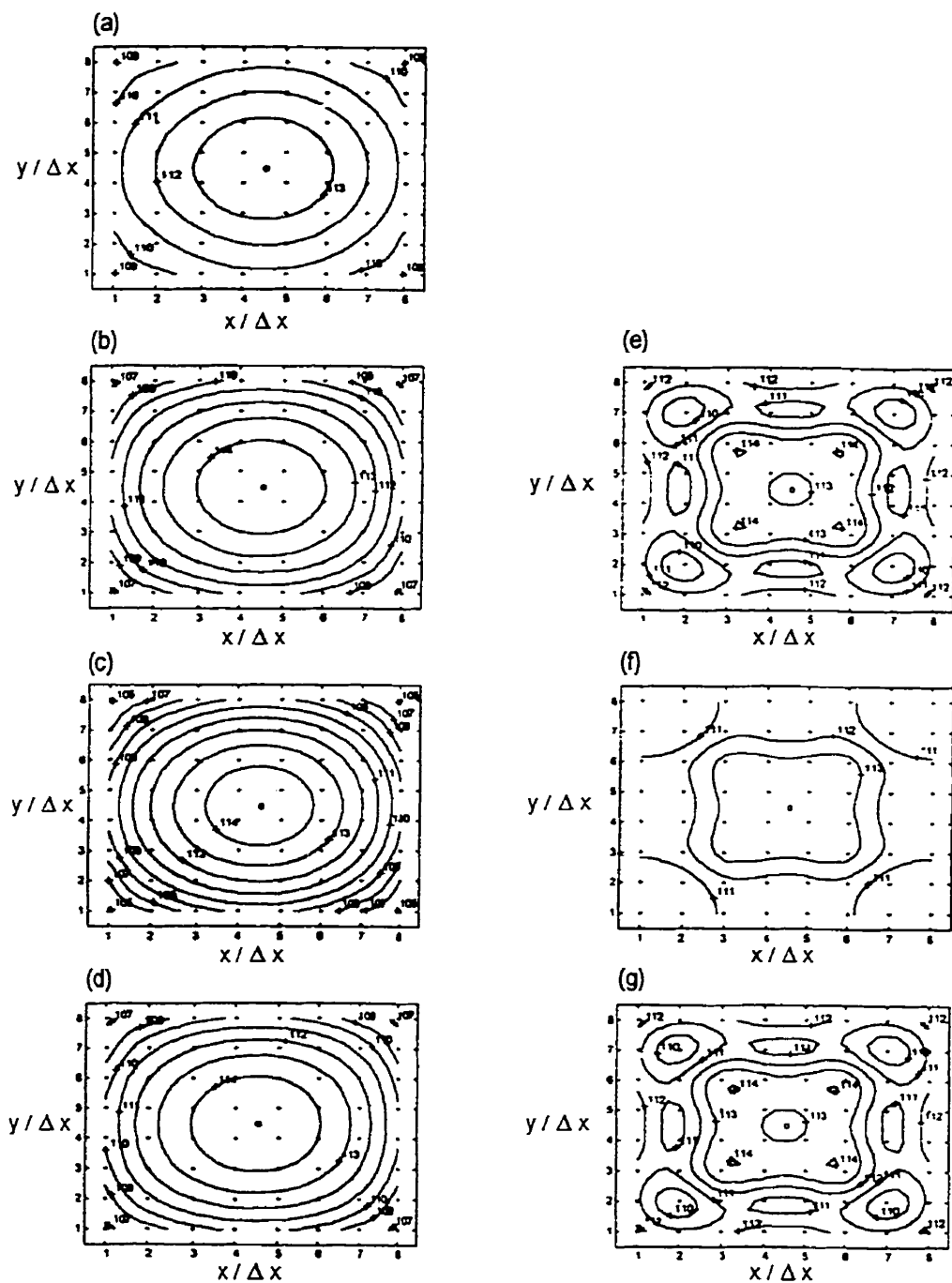


Fig. 8 – Perfect spherical wave SPL contours in decibels on a 100 mm from the "source" calculation plane, as calculated with the NAH procedure: (a) theoretical results; (b) and (e) using raw data at 800 and 4000 Hz; (c) and (f) using windowed data at 800 and 4000 Hz; (d) and (g) using antileak filtered data at 800 and 4000 Hz.

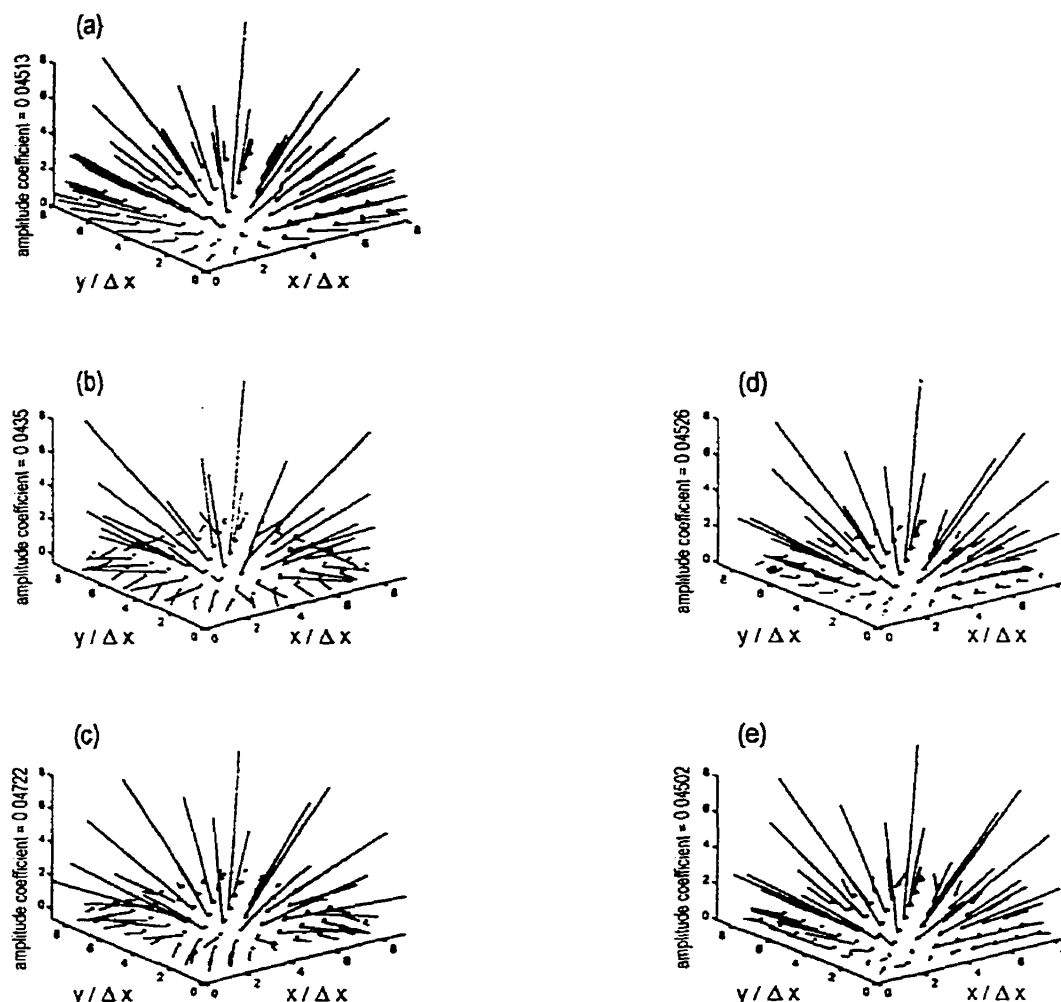


Fig. 9 – Perfect spherical wave intensity vectors on a “measurement plane” at 50 mm from the “source,” as calculated with the NAH procedure: (a) theoretical results; (b) and (d) using windowed data at 800 and 4000 Hz; (c) and (e) using antileak filtered data at 800 and 4000 Hz. The amplitude coefficient is the factor by which the vectors’ scaled amplitudes must be multiplied to give their actual values.

crophone, using the 2032 FFT analyzer. A 0- to 20-kHz white noise from a speaker in an anechoic environment was used for this purpose. Each test microphone (Acoustical) was installed alternately beside the B&K reference microphone, both facing the source. By means of the frequency response function with the reference microphone, all test microphones’ amplitude response was verified to be flat within ± 0.7 dB and the raw data phase difference was no more than 8° in the 800- to 4000-Hz range.

B. Analysis software validation

The NAH calculation program was validated by being fed with test files that emulated digitized theoretical sound fields. These virtual sound fields included some 800- to 4000-Hz spherical waves with 160-Hz increments. The

configuration of these fictitious measurements was as follows: 8×8 grid with 30 mm spacings, placed at 50 mm from the source. These characteristics and frequency range correspond to those intended for operation of the system. The influence of the two-dimensional window was compared to that of the “antileak” filter on the “measurement” plane, as well as on propagation planes at half and twice the measurement distance from the source (25 and 100 mm). Results obtained from filtered and windowed data calculations were compared to expected results for a theoretical spherical wave as would be measured in those planes.

SPL contour plots in the “measurement” plane (Fig. 6) show that windowed data at any frequency is unaffected in most of the plane, but that corner amplitudes are reduced

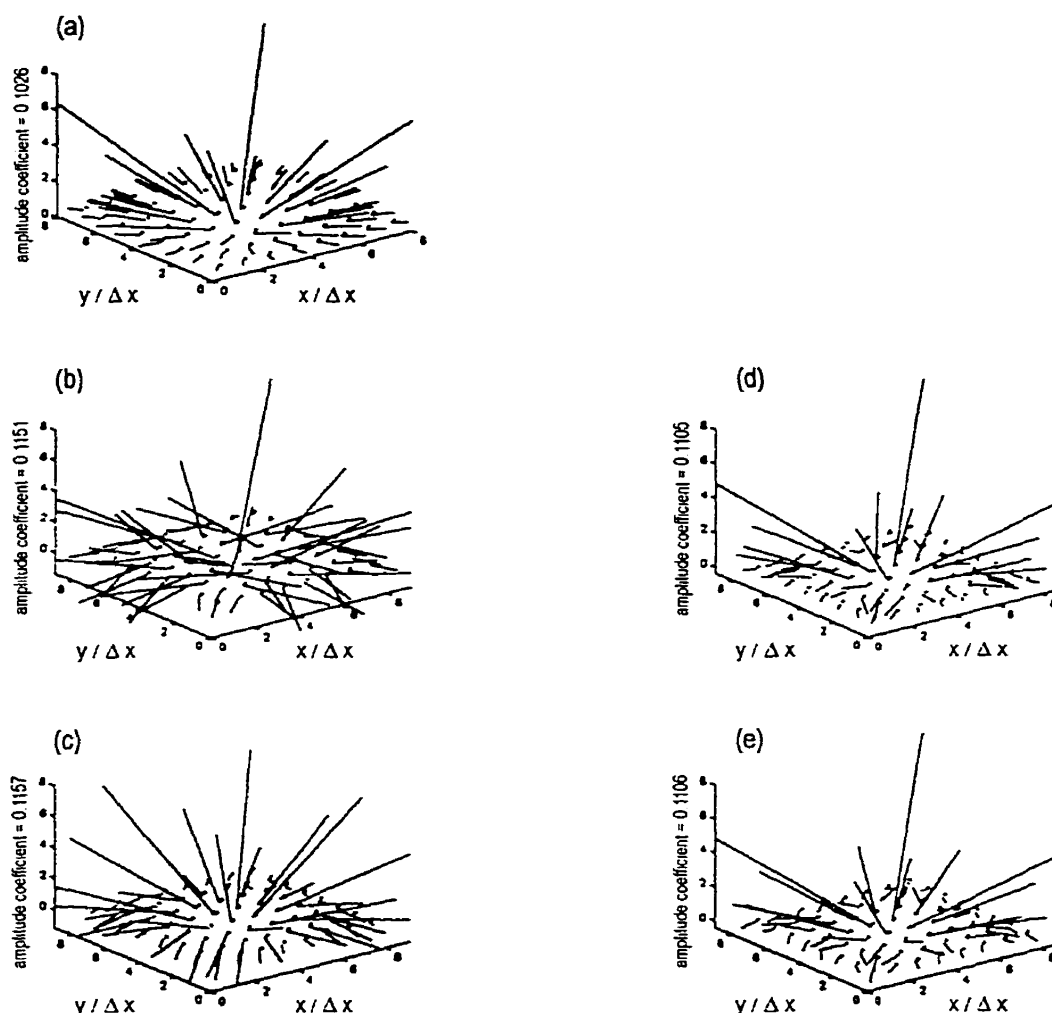


Fig. 10 – Perfect spherical wave intensity vectors on a 25 mm from the “source” calculation plane, as calculated with the NAH procedure: (a) theoretical results; (b) and (d) using windowed data at 800 and 4000 Hz; (c) and (e) using antileak filtered data at 800 and 4000 Hz. The amplitude coefficient is the factor by which the vectors’ scaled amplitudes must be multiplied to give their actual values.

by 7 dB. Contours are circular and concentric, as for the raw data. The filtered data tend to be somewhat square on the plane’s edges. Amplitudes at 4000 Hz are near perfect. Those at 800 Hz are almost perfect at the plane’s center, and corner reduction is limited to 5 dB. In Figs. 6–14, an asterisk and an open circle, respectively, locate the microphones’ and the source’s positions. Generally better NAH predictions from filtering rather than windowing are expected.

Results on a propagation plane between the source and the measurement plane (referred to as the “inward” plane) are shown in Fig. 7. The use of raw data gives rise to poor SPL predictions at all frequencies. Midplane amplitude is the only accurate feature in these contour plots. The ampli-

tudes diminish too rapidly from the center to the sides of the plane. Amplitude lows at 800 Hz and highs at 4000 Hz appear on the plane’s diagonals. Furthermore, amplitudes increase while approaching the plane’s edges. These effects decrease when data are windowed. The midplane amplitude is still accurate, and its in-plane gradient approaches the theoretical contours. However, the strong corner effect at low frequencies is still present. As for the filtered data results, the innermost contours are rather circular, while the outermost ones maintain a square tendency at all frequencies. Contour amplitude and shape at 4000 Hz are quite similar to the windowed data’s. Midplane filtered amplitude at 800 Hz is 1 dB low, but overall amplitudes are much more accurate than if a window is used. In all windowed or

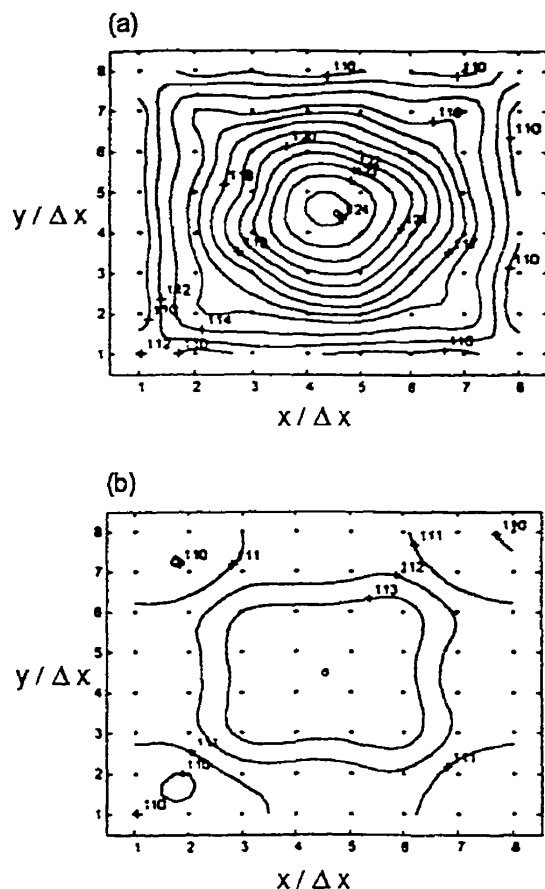


Fig. 11 – SPL contours in dB for a -4° phase-lagged 4000-Hz spherical wave, as calculated with the NAH procedure: (a) on a 25 mm from the "source" and (b) a 100 mm from the "source" calculation planes.

filtered cases, some energy is cut from the original signal. The effect of this energy reduction on the propagation contour plots depends on how the signal was curtailed. As evidence of this, the propagation gradient (from the measurement to the construction planes) is greater for the lower frequency waves, which have more energy removed by the filter. For inward calculation planes, the use of an antileak treatment is obviously required. Filtering, rather than windowing, yields generally better SPL plots in this plane, particularly in the low frequency range.

Figure 8 shows that results on the "outward" plane (the one beyond the measurement plane with regard to the source) at low frequencies are concentric, circular contours, regardless of the leakage treatment. Midplane amplitude is 1 and 1.5 dB higher than theory, and corner amplitude is 2 and 4 dB below theory for the raw or filtered data, and for the windowed data, respectively. Noticeably, filtered and raw data predictions are identical at all frequencies. The quality of the results at high frequencies is improved with the window treatment. Contours are fairly square, but the

overall shape and amplitudes are much closer to a spherical wave than with a filter or no spatial treatment. In fact, if the studied wave number exceeds $2\pi/M\Delta x$, the application of a spatial window is more efficient, whereas filtered or raw data give better results for lower wave numbers.

Vector calculations and plots led to additional insight as to which antileak treatment should be used for best results. In each construction plane and for each antileak configuration, the amplitude's maximum percentage error and the angle's maximum absolute error of the vectors were determined. In the "measurement plane" (Fig. 9), vector amplitudes at 800 Hz are more accurate on the windowed data (e.g., 1.5% windowed and 3.1% filtered error at the center), but their orientation is better on the filtered data (e.g., 4.8° and 1.6° respectively). At 4000 Hz, filtered data give better results (e.g., 1.8% and 1.5% error on the midplane windowed vector; 0.6% and 0.9% on the filtered vector). In all cases, vector precision falls gradually as the grid points approach the periphery of the plane. Peripheral vectors show a sudden degradation (up to 66% and 115° error) and should not be relied on. In the measurement plane, the quality of the vectors is equivalent at low frequencies, and improved by filtering at high frequencies.

The use of the antileak filter at low frequencies contributes to generally better results than the window on the inward calculation plane: still they were rather imprecise. Disorderly intensity vectors when data are windowed [Fig. 10(b)] become organized when they are filtered [Fig. 10(c)]. Still, their amplitudes and orientations are far from the theory. Except for the central grid points (4% and 12° off), the maximum error varies from 8.2% to 138% in amplitude, and 2.9° to 155° in orientation. At 4000 Hz, neither vector amplitudes nor orientations are enhanced by filtering or windowing, which give similar results: 26% to 70% error in amplitude and 8.5° to 150° in orientation. As it was formerly tested,¹⁷ this shows that inward vector calculations are deficient, particularly at high frequencies. At low frequencies, data should always be filtered.

Vectors in the outward calculation plane are close to those of a perfect spherical wave. They confirm a previous conclusion: Calculation results are slightly enhanced by filtering at low frequencies and windowing at higher ones. Amplitude and orientation errors are very low in all cases. Orientations differ from theory by less than 7.3° on the outermost positions, and less than 1.7° at the center. Amplitude discrepancy is below 36% at the plane's edges and 7.7% at its center.

One additional aspect that was verified in this qualification procedure was the effect of a measurement phase lag between the grid points. The phase mismatch may result from imperfect microphone positioning or from the microphones' phase calibration. By ensuring the effects of a given time delay are tolerable at the highest frequency, we thus guarantee an acceptable influence at all frequencies. Four 4000-Hz spherical wave test files were created in which a random phase error from 0° to 4° is included at each grid point. The amplitude and angle errors of the intensity vectors were calculated on the same construction planes as above: 25, 50, and 100 mm from the source. In all cases, amplitude error, as compared to calculation on a perfect spherical wave, was below 1.6% and angle inaccuracy

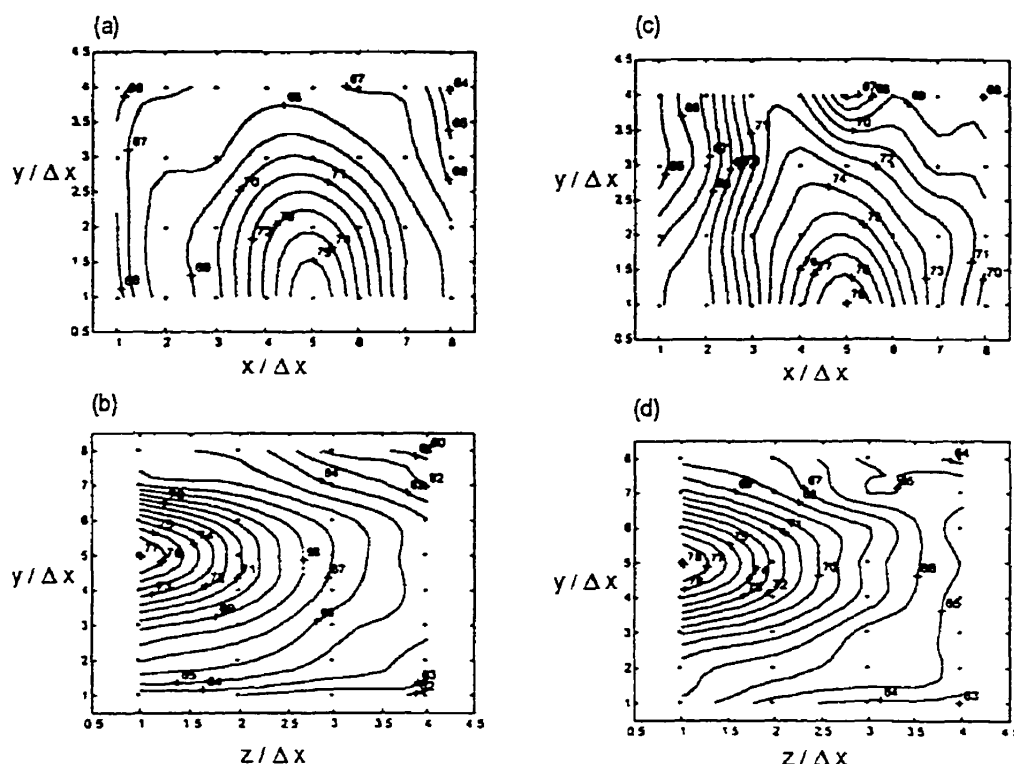


Fig. 12 – Hemispherical source assessment SPL contours in decibels on two measurement planes: (a) and (c) at 800 and 1400 Hz on a plane parallel to the baffle; (b) and (d) at 800 and 1400 Hz on a plane normal to the baffle.

was within 0.3° . Thus, a 0° to 4° phase mismatch between grid points has minimal consequences. The same operation was performed with a $\pm 4^\circ$ mismatch. This time, the error rose to 3% and 2.5° on the measurement plane, 6% and 1.5° at 100 mm from the source, and 27% and 5° at 25 mm. Along with the perfect spherical wave tests, this shows that the inward (toward the source) calculations are less reliable than the outward ones (opposite to the source). However, as can be seen in Fig. 11, distorted contour plots with $\pm 4^\circ$ phase lags are still similar to those from the perfectly phased data in Figs. 7 and 8.

C. Phase-matching software validation

The acquisition, calibration, and NAH programs were ultimately validated on an experimental setup. A 500- to 2000-Hz hemispherical source, as shown in Fig. 1, was constructed and placed in an anechoic chamber. Its sound is generated by a 0- to 20-kHz white noise signal generator, passed through an Ithaco 4113-09 filter, and delivered by an insulated compression driver through a 25-mm-diam. 500-mm-long metal pipe in a 4-m² square wooden baffle. Theoretically, this combination should produce a hemispherical sound field in the 500- to 2000-Hz range. Two SPL evaluations on the experimental setup showed that the sound field was close to hemispherical up to 1400 Hz. First, sound pressure level was measured at 10° intervals on four

half-circles corresponding to two hemispheric surfaces, distanced 250 and 500 mm from the source.¹⁸ Acquisition was performed with two B&K 4133 microphones and a B&K 2032 FFT analyzer. The sampling frequency was 6400 Hz and linear averaging was calculated over 100 samples. The sound pressure spectrum were measured at 800, 1000, 1600, and 2000 Hz for each position. This procedure showed that the amplitude variation at 800 and 1000 Hz along each half-circle was less than 1.5 dB. The average amplitude difference between the two hemispheres was 6.5 dB, which is slightly higher than a theoretical spherical wave propagation.

A second validation procedure was used to confirm the source as spherical. It involved the calibrated Acoustical microphones and the N.I. acquisition system. The microphones were installed on a flat 4×8 grid and positioned either parallel or perpendicular to the baffle. The microphones are disposed 104 ± 1 mm apart. The array's center is aligned 104 mm away from the source in the later configuration. In the parallel-to-the-baffle configuration, the array is 135 mm away from the baffle, covering one half of the field. Thirty samples of 400 points were recorded at 4000 Hz for linear averages at each spatial position. Phase match was not necessary, since only the measurement plane's SPL contours were calculated, for frequencies of 800, 1000, 1200, 1400, and 1600 Hz. For both configurations, all

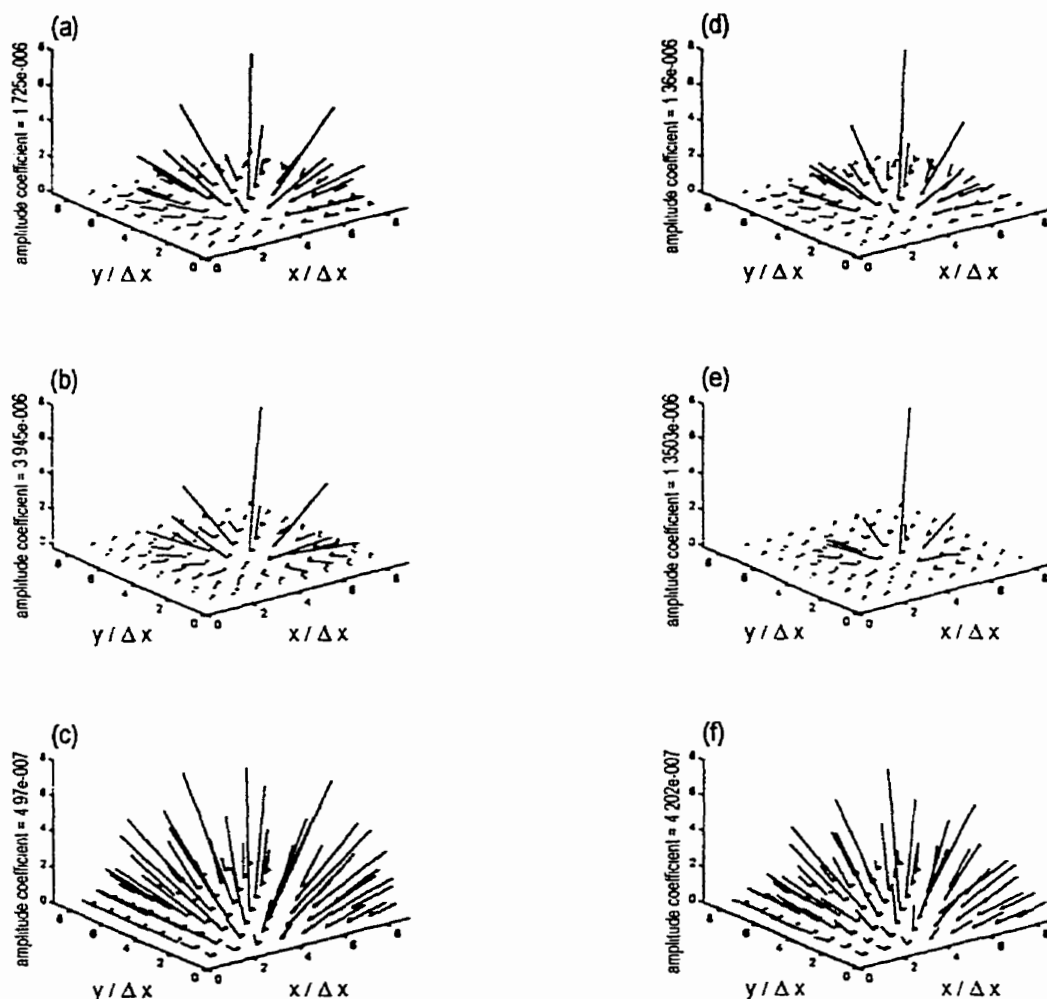


Fig. 13 – Hemispherical source intensity vectors, as calculated with the NAH procedure and using appropriate antileak treatments: (a) and (d) on the measurement plane at 800 and 1400 Hz; (b) and (e) halfway to the source at 800 and 1400 Hz; (c) and (f) twice as far from the source than the measurement plane at 800 and 1400 Hz.

sound field topographical maps but the 1600 Hz ones showed concentric to the source but somewhat irregular half-circles. SPL plots in Fig. 12 contain concentric contours at 800 and 1400 Hz. Their shape is somewhat distorted, but the sound attenuation is approximately 6 ± 1 dB per doubled distance from the source in both directions. These characteristics correspond to a near-hemispherical sound field, in the 800- to 1400-Hz range.

Once the source was pronounced "hemispherical" up to 1400 Hz, it could be used as a test source for the acquisition and analysis programs. An interesting feature of this last validation step is that measurements include practical microphone positioning and phase calibration defects, while analysis is done on a near-theoretical field for which

propagation is easy to predict. It also allowed verification of the "data harmonization" procedure. (This is the one that allows use of nonsimultaneous records for NAH purposes.) The microphones were positioned on a 4×4 flat grid, 104 ± 1 mm apart, and 122 ± 1 mm from and parallel to the baffle. The position error corresponds to $\pm 2.6^\circ$ on a 1400-Hz signal (a total of $\pm 4.6^\circ$ with the calibration precision) and will not interfere by more than 1% with the amplitudes. This array was placed in four different locations in order to create an 8×8 mesh. Obviously, this implies that eight different sets of records are required to be "harmonized." For this reason, the reference microphone was placed in the field, pointing toward the source. It was

positioned 0.1 m from the baffle and 0.06 m to the side of the array, where it would not interfere with the sound propagation. The data acquisition characteristics were identical to those used for the spherical source assessment.

Intensity vectors (Fig. 13) and sound pressure level contours (Fig. 14) were plotted for the measurement plane as well as for propagation planes at half and twice the measurement distance from the source. Filtering and windowing were used as prescribed previously. The results were quite convincing. Contour levels diminish by 5.7 ± 0.8 dB as the calculation distance is doubled; they rise by 4.5 ± 0.5 dB as the distance is halved. As explained earlier, the smaller gradient in the later calculation is caused by the "antileak" filter. The concentricity and approximate cir-

cularity of the contour curves are maintained in all planes and for all frequencies up to 1400 Hz. SPL levels diminish by 6 ± 1 dB as the distance from the source is doubled within each calculation plane. As for the intensity vectors, aside from the border vectors, they all point in the opposite direction from a 50-mm radius center, regardless of the calculation plane. Their amplitudes decrease more rapidly from the center to the side of the plane than a true spherical wave, but their directions are quite comparable to those of a theoretical wave. No phase or amplitude mismatch between the eight measurement zones can be detected in either a measurement or a reconstruction plane. This shows that the data harmonization procedure works appropriately

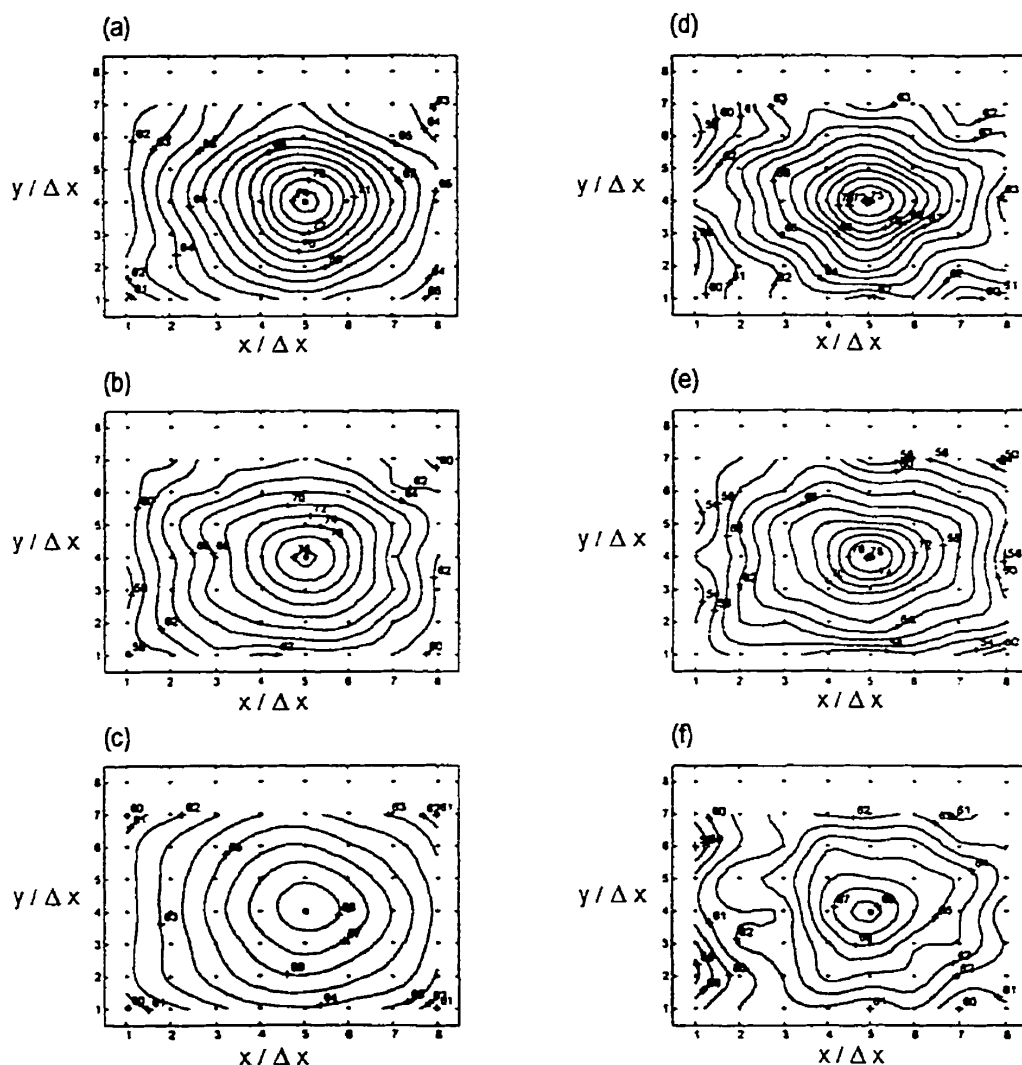


Fig. 14 – Hemispherical source SPL contours in decibels, as calculated with the NAH procedure and using appropriate antileak treatments: (a) and (d) on the measurement plane at 800 and 1400 Hz; (b) and (e) halfway to the source at 800 and 1400 Hz; (c) and (f) twice as far from the source than the measurement plane at 800 and 1400 Hz.

and that the microphones' amplitude and phase calibrations are accurate.

9. CONCLUSION

The feasibility of a basic low-cost NAH system that can be used for the near-field study of sound radiation has been demonstrated. The system that has been developed is modest but also inexpensive. With the use of a "data harmonization procedure," it synthesizes an 8×8 measurement point array from a 4×4 measurement grid. Application of either a spatial window or a frequency-dependent "anti-leak" filter reduces the effects of leakage. Windowing should be used for outward propagation if $k > 2\pi/M \Delta x$. All other cases require the use of the antileak filter.

The system requires a "low-tech" computer, three four-channel data acquisition boards, sixteen microphones with their power unit and a wire mesh to mount them on, a frame to hold the mesh in four precise positions, one reference microphone, LABVIEW and MATLAB, and an abundance of time and patience to exploit it. Most of the system characteristics (dynamic range, frequency range, sampling frequency, channel synchronization, A/D conversion resolution, anti-aliasing properties) are similar to those of the B&K 3561, but its frequency response is not as good. Its use is restricted to calculation surfaces that are relatively close to the measurement plane: that is, halfway to the source and twice the measurement distance from the source. In terms of wavelengths, this is equivalent to saying that the applications' boundaries are from $\frac{1}{2}$ to 3 times the shortest wavelength studied. Calculation results on farther planes would be unreliable. This is a disadvantage when compared to larger systems that boast a ± 0.1 dB, $\pm 1^\circ$ dynamic response and can calculate the sound field up to the source and in the far field. Because of the windowing or filtering processes, results cannot be relied on at the construction's edges. Nevertheless, the quality of the results is sufficient to generally appraise a single source in a three-dimensional space.

The human factor is critical for the measurements. Precise fabrication and positioning of the microphones' grid and frame are time consuming. This, together with microphone amplitude and phase calibration, directly affect the quality of the data. Still, we verified that a $\pm 4^\circ$ variation between spatial positions has a small influence on the contour plots, and an acceptable influence on the vectors. The influence of a $0-4^\circ$ phase variation is minimal. The selection of grid size and position is always important, but the use of a reliable reference microphone in a strategic position is paramount. It must be close enough to the source to measure all frequencies, but must also be positioned to avoid disturbing the sound field for the microphone array.

Assuming more funds were available to accomplish such a project, various levels of improvements could be implemented. First, the selected PC should be as powerful as possible. Mainly, speed and live memory should be increased (even if the NAH program is updated to incorporate sample averaging of complex spectral data). Second, presuming the acquisition boards' interconnection hindrance can be resolved, five of them could be bridged for

simultaneous acquisition over sixteen array channels and the reference microphone. The reference channel would then be used half as many times, diminishing the risks inherent to a bad "harmonization" procedure. The sampling frequency ceiling of 32 kHz should not be a drawback: the minimum microphone spacing restricts the frequencies studied to a low frequency range (< 4000 Hz) in most applications. A third, more expensive, improvement, would be adding one or three sets of 16 microphones. This would allow the fabrication of a 32 or 64 point grid; the microphones' position tolerance would become tighter and either half or no time would be spent switching the mesh to different positions. Finally, if a single software could control the acquisition boards, process three-dimensional matrices, and offer two-dimensional FFT functions, a time efficient application would be achieved.

10. ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by the Institut de Recherche en Santé et en Sécurité du Travail du Québec, and equipment was financed in part by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada. The work was performed while A. R. was affiliated with the Department of Mechanical Engineering of École Polytechnique de Montréal.

11. REFERENCES

- ¹E. E. Aldridge, *Acoustical Holography* (Watford, Merrow, UK, 1971).
- ²Yukio Hiranaka, Osamu Nishii, Takayuki Genma, and Hira Yamasaki, "Real-time visualization of acoustic wave fronts by using a two-dimensional microphone array," *J. Acoust. Soc. Am.* **84** (4), 1373-1377 (1988).
- ³J. D. Maynard, E. G. Williams, and Y. Lee, "Near field acoustic holography. I. Theory of generalized holography and the development of NAH," *J. Acoust. Soc. Am.* **78** (4), 1395-1412 (1985).
- ⁴Lawrence C. Schuette, "Acoustic holography," *IEEE Comput. Graphics Applicat.* **11** (4), 12-13 (1991).
- ⁵J. W. Wagner, "High-resolution holographic techniques for visualization of surface acoustic waves," *Mater. Eval.* **44**, 1238-1243 (1986).
- ⁶A. O. Wählin, P. O. Gren, and N-E. Molin, "On structure-borne sound: Experiments showing the initial transient acoustic wave field generated by an impacted plate," *J. Acoust. Soc. Am.* **96** (5), 2791-2796 (1994).
- ⁷M. A. Rowell and D. J. Oldham, "Determination of the directivity of a planar noise source by means of near field acoustical holography. 1. Theoretical background," *J. Sound Vib.* **180** (1), 99-118 (1995).
- ⁸M. A. Rowell and D. J. Oldham, "Determination of the directivity of a planar noise source by means of near field acoustical holography. 2. Numerical simulation," *J. Sound Vib.* **180** (1), 119-142 (1995).
- ⁹Darren Hallman and J. Stuart Bolton, "Multi-reference near field acoustical holography," *Proc. INTER-NOISE 92*, edited by Gilles A. Daigle and Michael R. Stinson (Noise Control Foundation, Poughkeepsie, NY, 1992), pp. 1165-1169.
- ¹⁰E. G. Williams, H. D. Dardy, and R. G. Fink, "A technique for measurement of structure-borne intensity in plates," *J. Acoust. Soc. Am.* **78** (6), 2061-2068 (1985).
- ¹¹E. G. Williams and H. D. Dardy, "Mapping of structure-borne intensity using near field acoustical holography," *Proc. INTER-NOISE 86*, edited by Robert Lotz (Noise Control Foundation, Poughkeepsie, NY, 1986), pp. 1247-1250.
- ¹²Jørgen Hald, "STSF—a unique technique for scan-based near field acoustic holography without restriction on coherence," *Brüel & Kjær Technical Review No. 1*, 1989.
- ¹³Per Rasmussen and S. Gade, "STSF: Spatial transformation of sound fields," *Brüel & Kjær Lecture Notes*, 1995.

- ¹⁴Per Rasmussen, "Spatial transformation of sound fields," *Sound Vib.* 18-24 (1995).
- ¹⁵Maurice Amram and Gary E. Brooks, "Case history: Noise control in airplane manufacturing," *Noise Control Eng. J.* 44 (4), 193-199 (1996).
- ¹⁶Richard J. Ruhala and Courtney B. Burroughs, "Application of near field acoustical holography to tire/pavement interaction noise emissions," SAE Transactions Paper No. 972047, 1997.
- ¹⁷Claude Le Chaffotec, "Validity of field reconstruction and source location using near field acoustic holography: A parametric study," *Proc. INTER-NOISE 92*, edited by Gilles A. Daigle and Michael R. Stinson (Noise Control Foundation, Poughkeepsie, New York, 1992), pp. 1161-1163.
- ¹⁸Liu Qiang and Annie Ross, "Sound radiation from a vibrating piston mounted in a rigid baffle," *Rapport Interne No. 1*, École Polytechnique de Montréal, Canada, 1995.

ANNEXE B

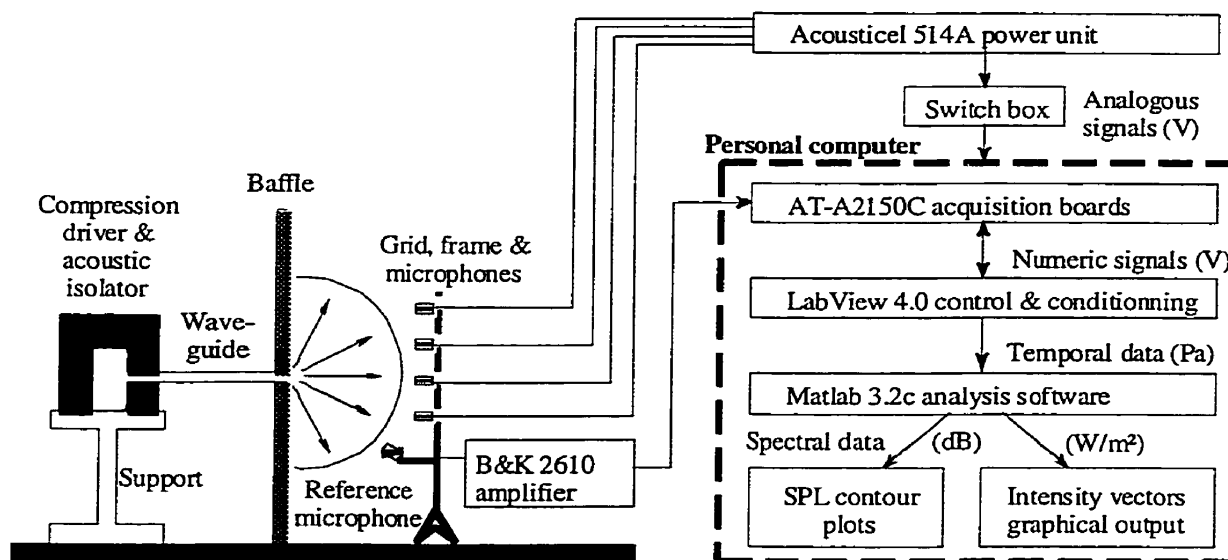
Tables et figures associées à :

ROSS, A., OSTIGUY, G. et AMRAM, M. (1999). New signal processing developments for low cost near-field acoustical holography systems. Noise Control Engineering Journal 47(1), 28-44.

Tableau B.1 : Optimisation de la fréquence de coupure du filtre anti-fuites.

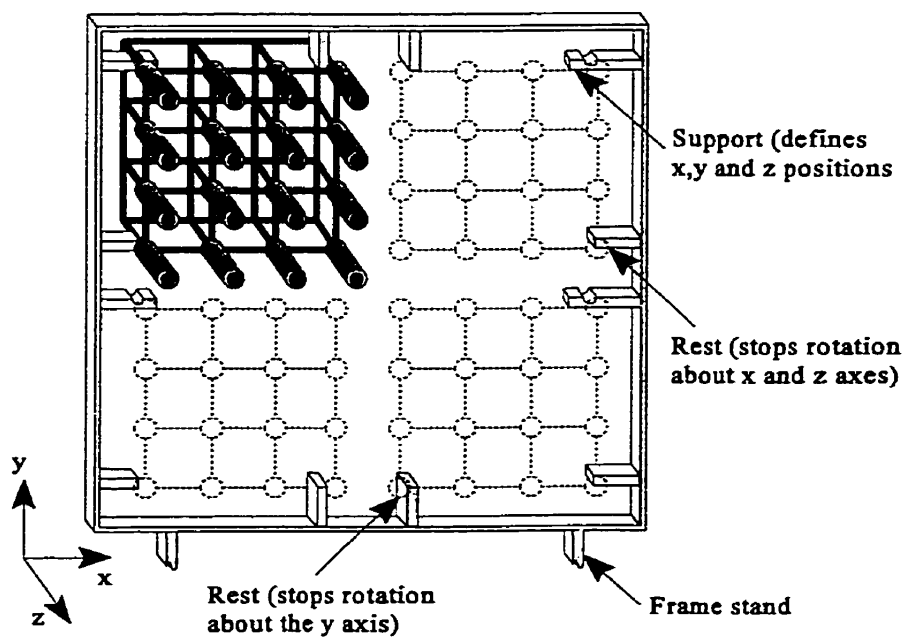
frequency	800 Hz	1600 Hz	1920 Hz	2400 Hz	3200 Hz	4000 Hz
k_c/k_N calculated	0,40	0,53	0,59	0,68	0,82	0,96
k_c/k_N tested	0,52	0,59	0,65	0,78	0,89	1,00

« Table 1 »



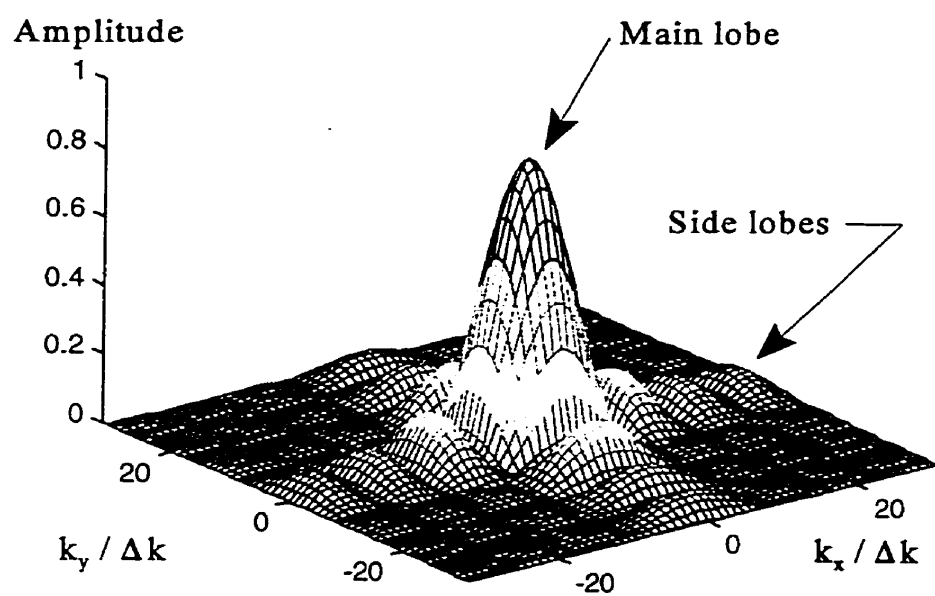
« Figure 1 »

Figure B.1 : Source hémisphérique et montage expérimental.



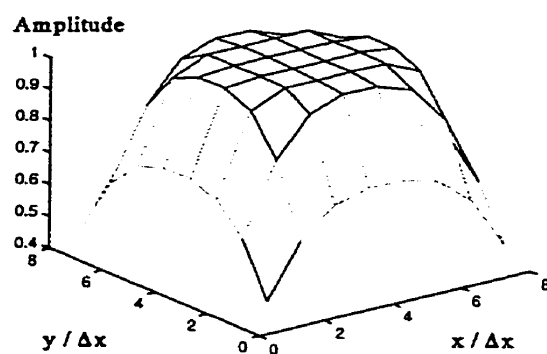
« Figure 2 »

Figure B.2 : Grillage de micros et cadre de positionnement.

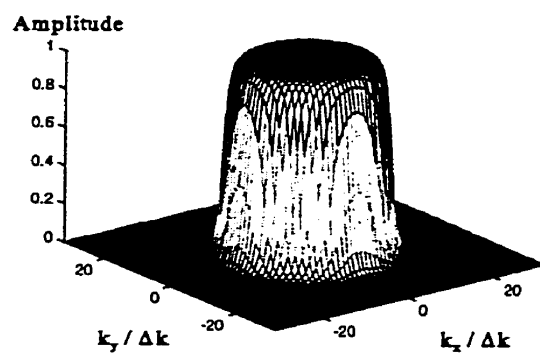


« Figure 3 »

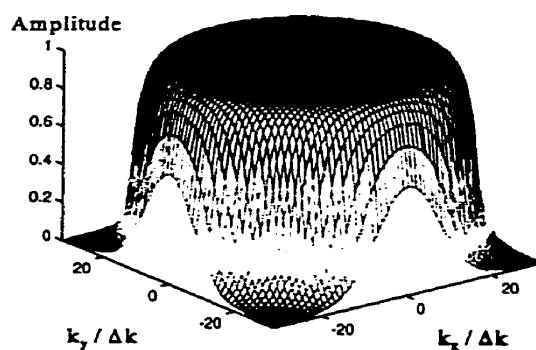
Figure B.3 : Spectre spatial montrant la présence de fuites d'énergie.



(a)



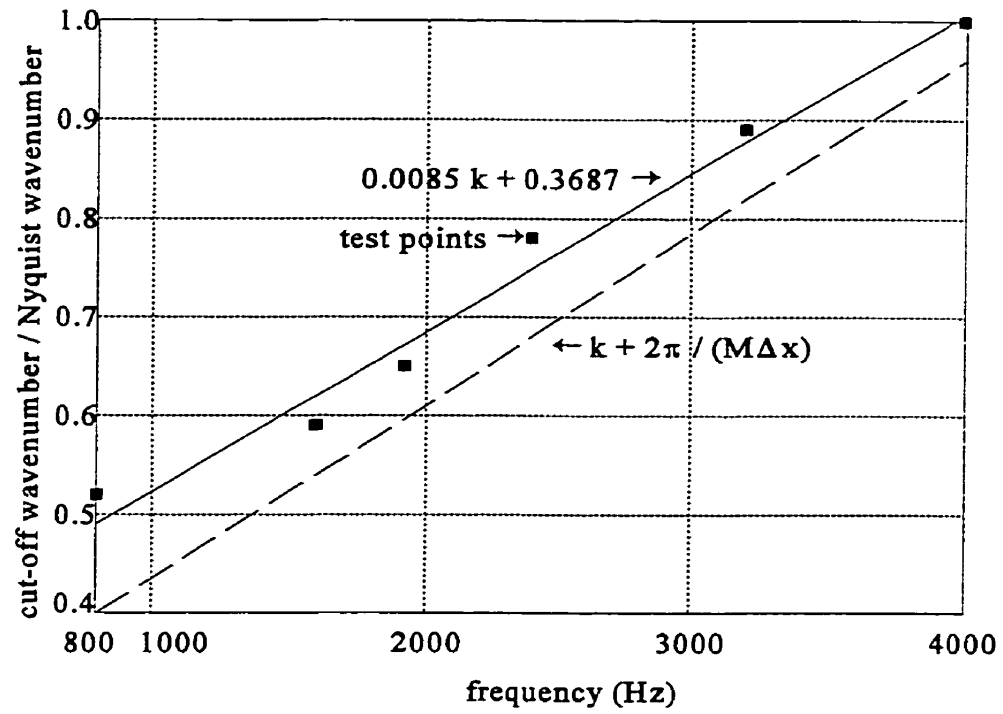
(b)



(c)

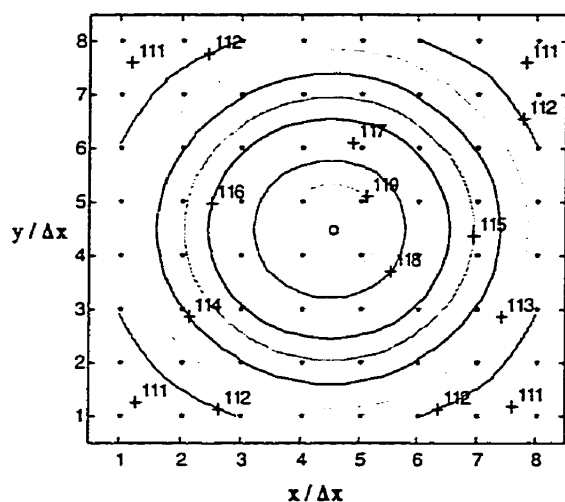
« Figure 4 »

Figure B.4 : Traitement anti-fuites : a) fenêtre spatiale ; b) filtre anti-fuites à 800 Hz ; c) filtre anti-fuites à 4000 Hz.

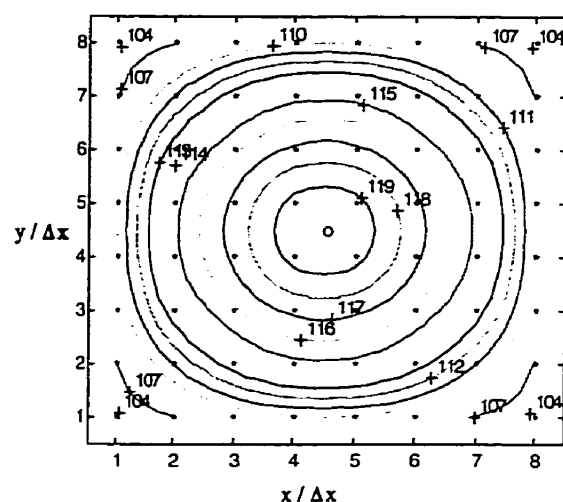


« Figure 5 »

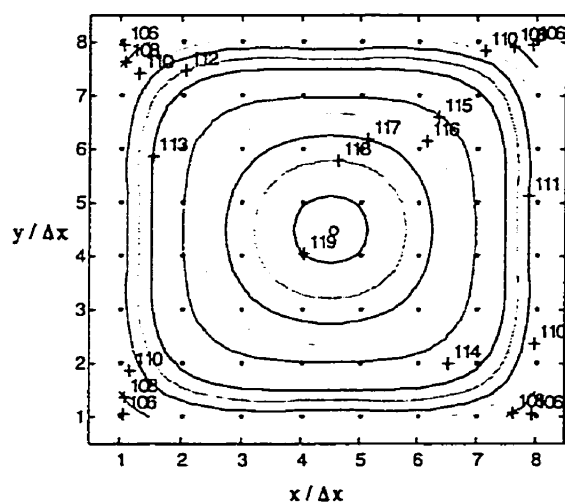
Figure B.5 : Optimisation du filtre anti-fuites.



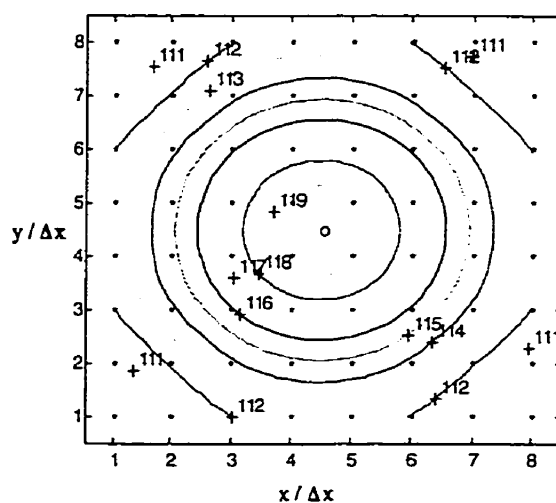
(a)



(b)



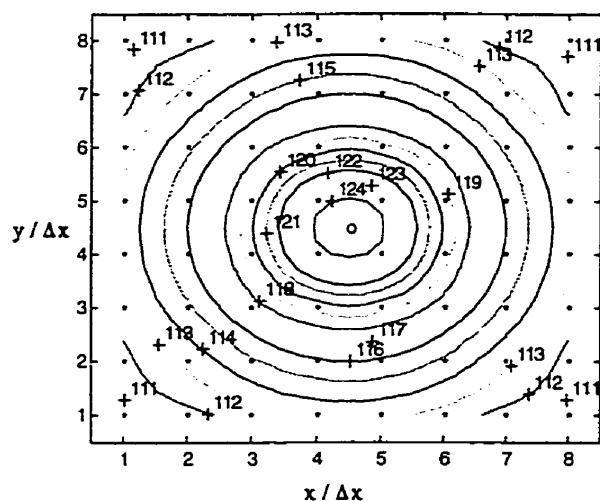
(c)



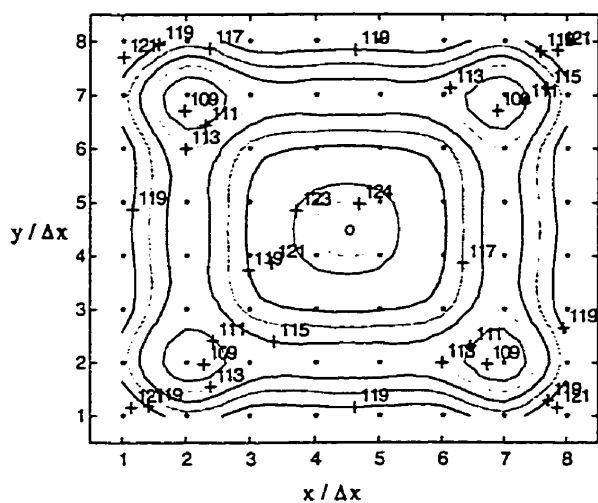
(d)

« Figure 6 »

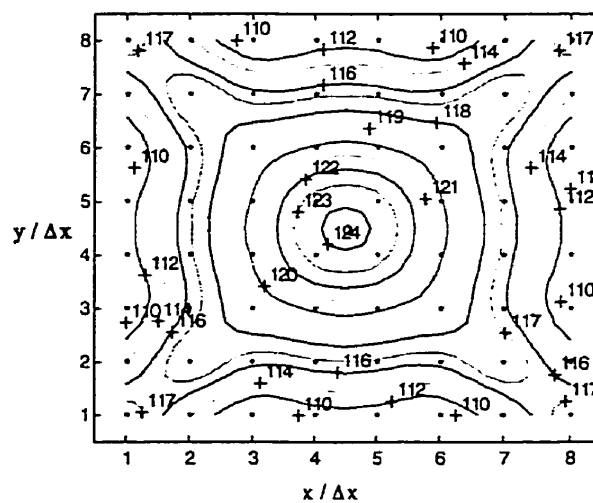
Figure B.6 : Effet du traitement anti-fuites sur une onde sphérique parfaite dans un plan de mesure à 50 mm de la source : a) NPS théorique; b) NPS avec fenêtre spatiale; c) NPS avec filtre anti-fuites à 800 Hz; d) NPS avec filtre anti-fuites à 4000 Hz.



(a)



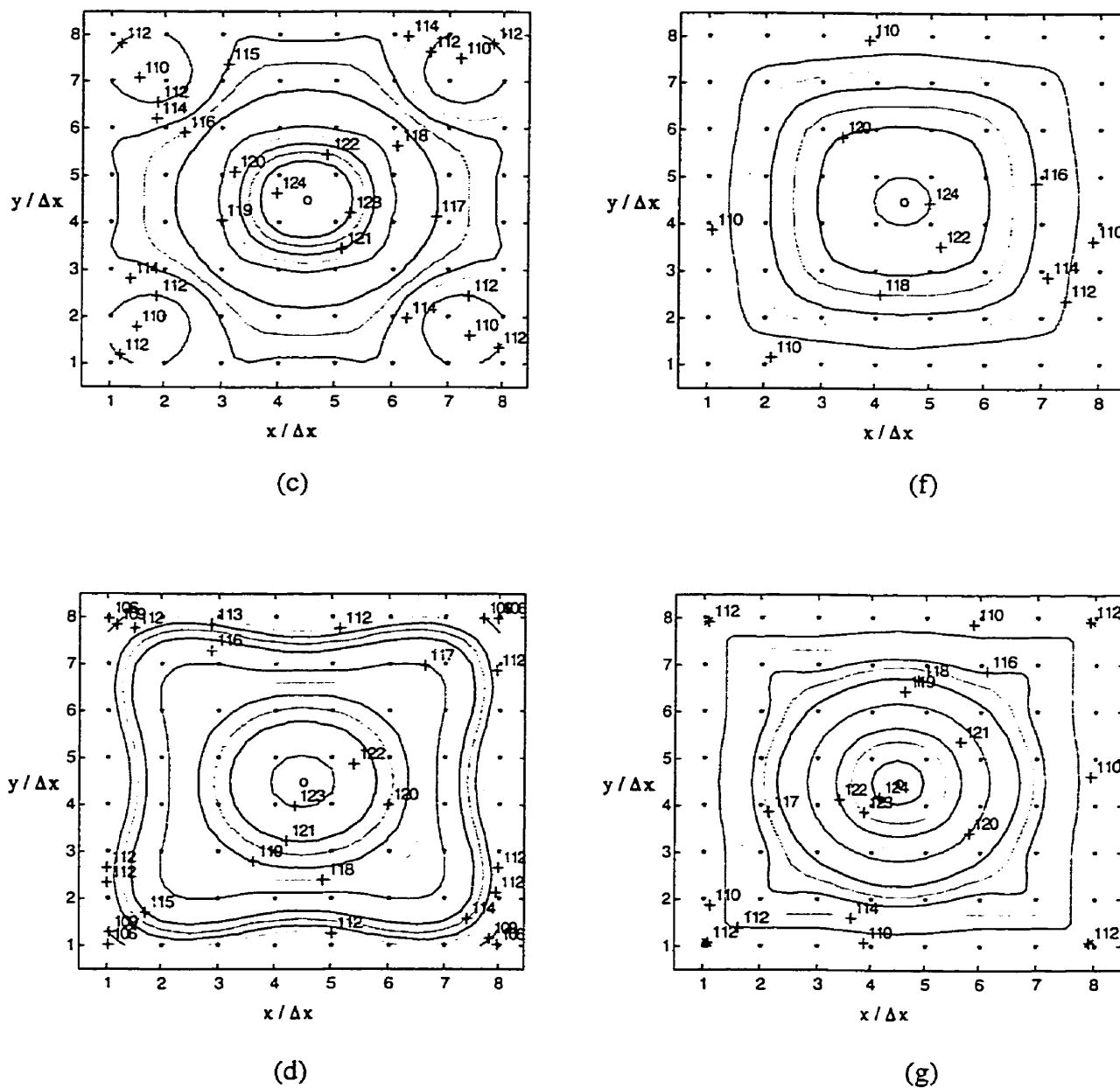
(b)



(c)

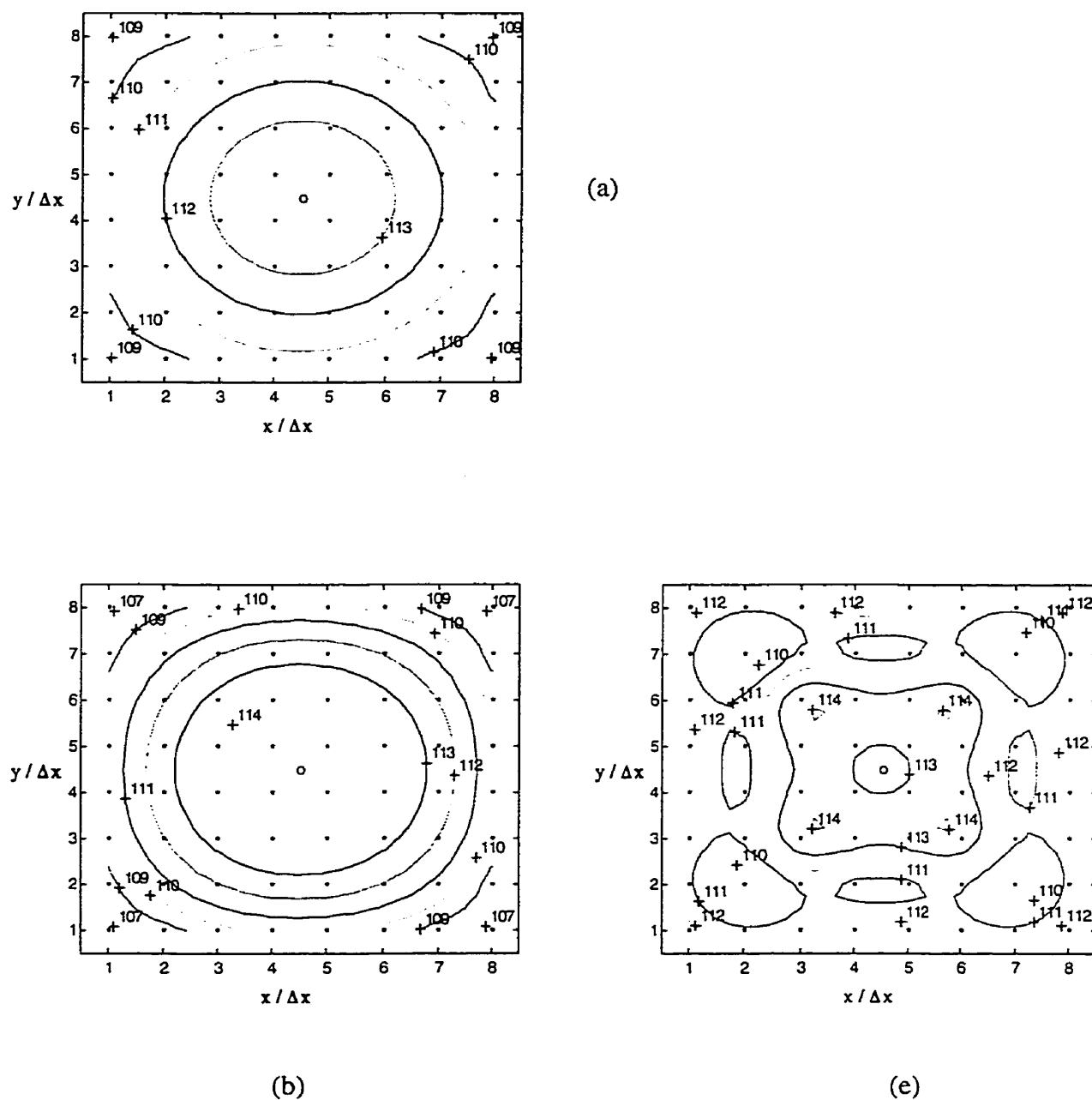
« Figure 7 »

Figure B.7 : Effet du traitement anti-fuites lors des calculs de propagation par NAH de l'onde sphérique parfaite, dans un plan situé à 25 mm de la source : a) NPS théorique; b) et c) NPS calculés sans traitement; d) et e) NPS calculés avec fenêtre spatiale; f) et g) NPS avec filtre anti-fuites à 800 et à 4000 Hz.



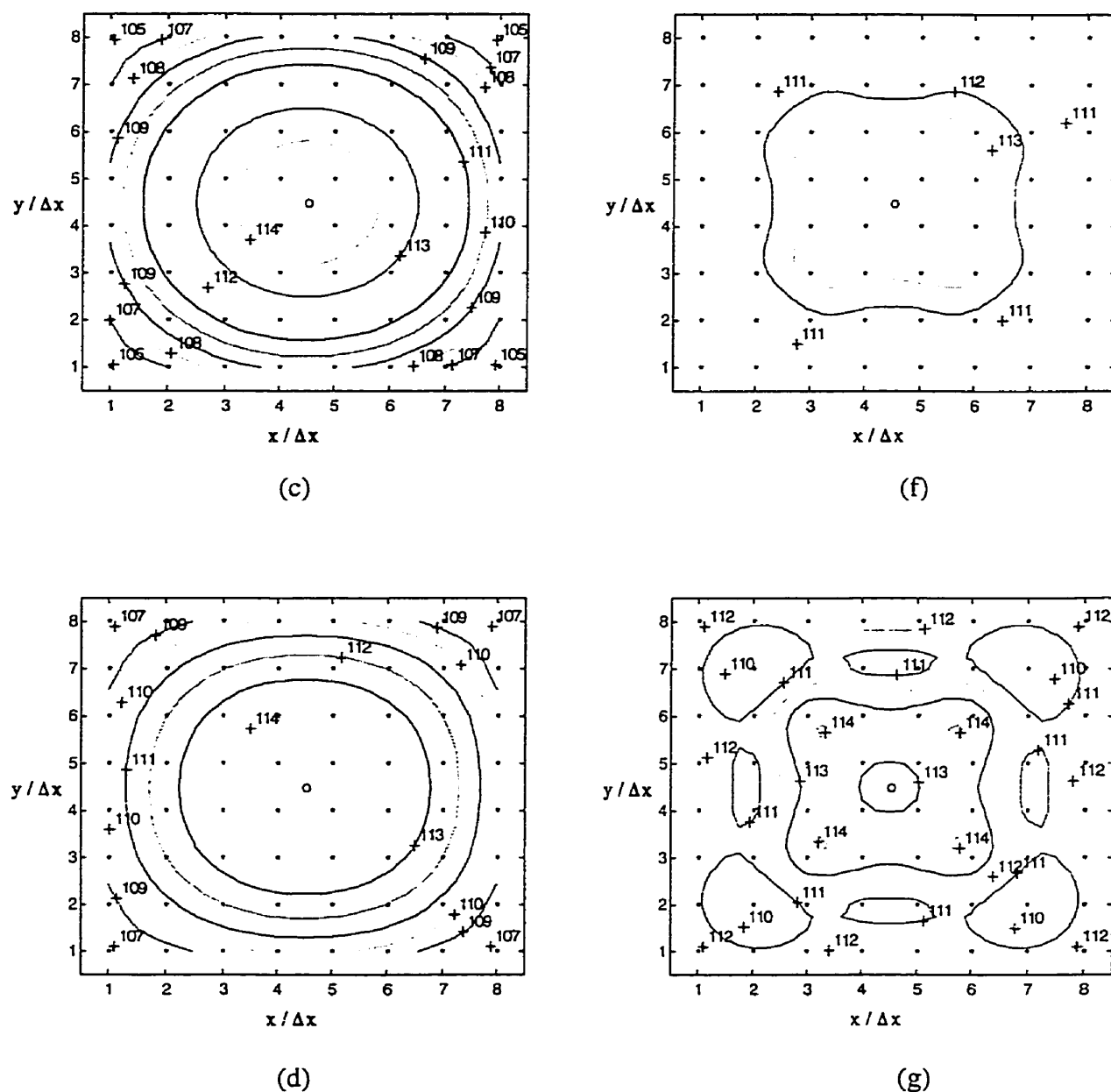
« Figure 7 »

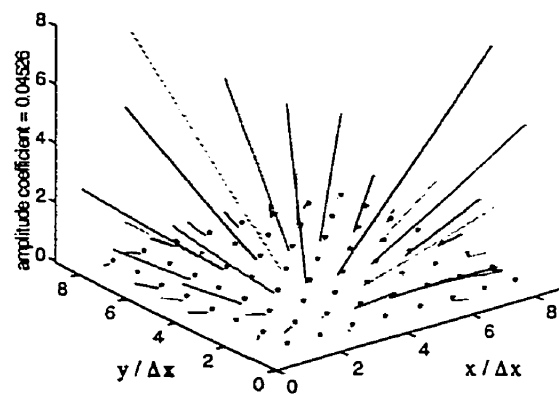
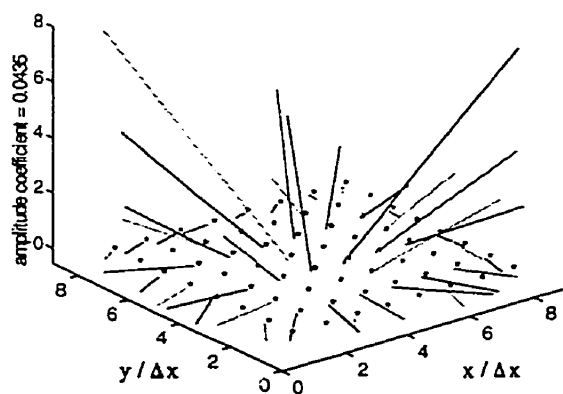
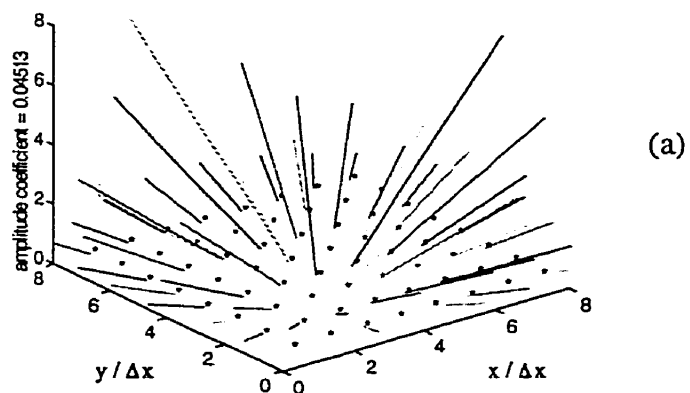
Figure B.7 : Effet du traitement anti-fuites lors des calculs de propagation par NAH de l'onde sphérique parfaite, dans un plan situé à 25 mm de la source : a) NPS théorique; b) et e) NPS calculés sans traitement; c) et f) NPS calculés avec fenêtre spatiale; d) et g) NPS avec filtre anti-fuites à 800 et à 4000 Hz.



« Figure 8 »

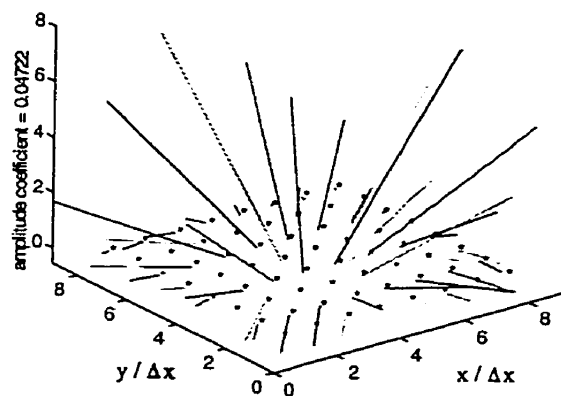
Figure B.8 : Effet du traitement anti-fuites lors des calculs de propagation par NAH de l'onde sphérique parfaite, dans un plan situé à 100 mm de la source : a) NPS théorique; b) et c) NPS calculés sans traitement; d) et e) NPS calculés avec fenêtre spatiale; f) et g) NPS avec filtre anti-fuites à 800 et à 4000 Hz.



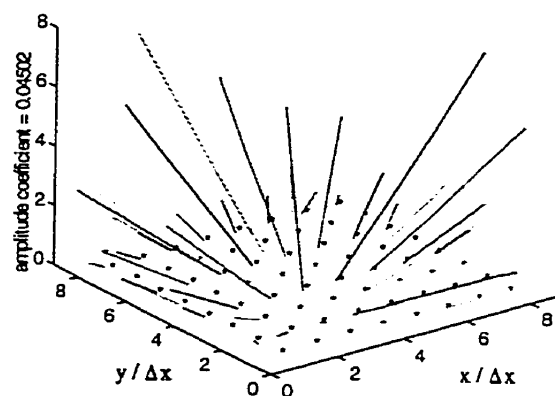


« Figure 9 »

Figure B.9 : Effet du traitement anti-fuites sur les vecteurs d'intensité d'une onde sphérique parfaite dans un plan de mesure à 50 mm de la source : a) vecteurs théoriques; b) calculés avec fenêtre spatiale; c) et d) avec calculés avec filtre anti-fuites à 800 et à 4000 Hz.



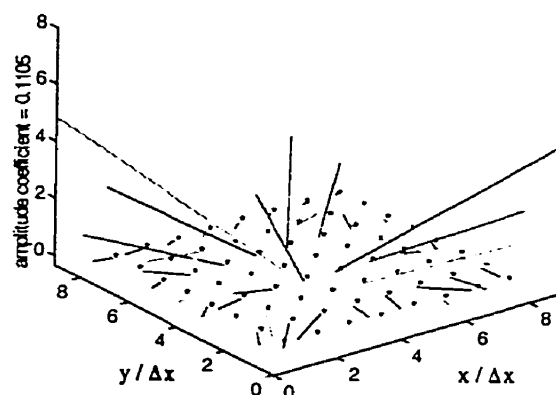
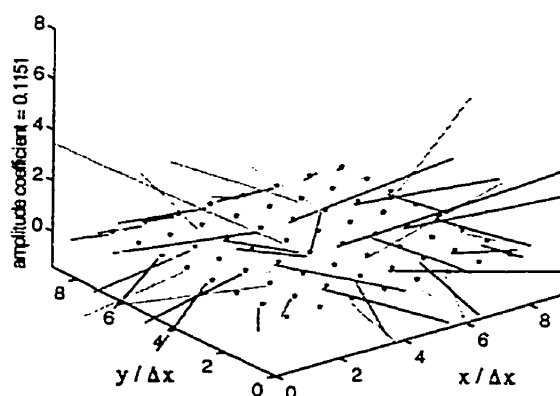
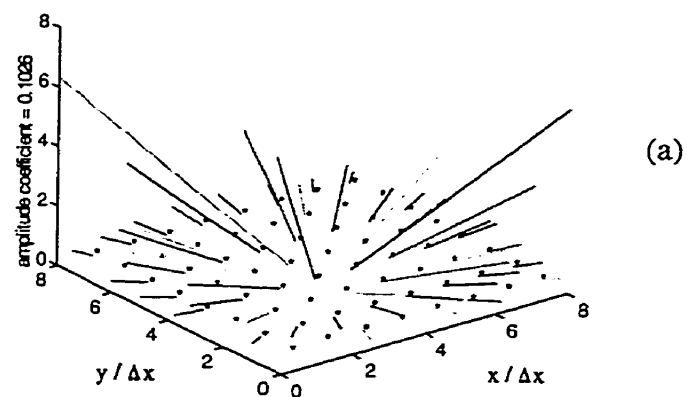
(c)



(e)

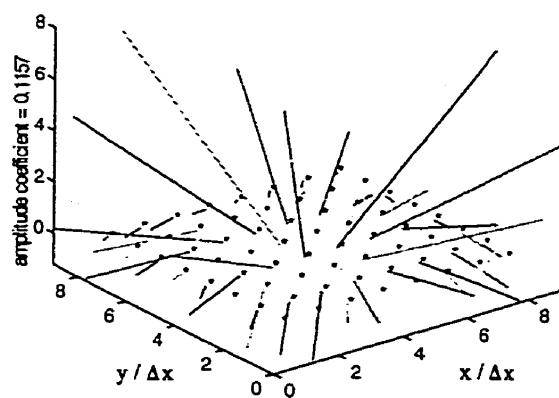
« Figure 9 »

Figure B.9 : Effet du traitement anti-fuites sur les vecteurs d'intensité d'une onde sphérique parfaite dans un plan de mesure à 50 mm de la source : a) vecteurs théoriques; b) calculés avec fenêtre spatiale; c) et d) avec calculés avec filtre anti-fuites à 800 et à 4000 Hz.

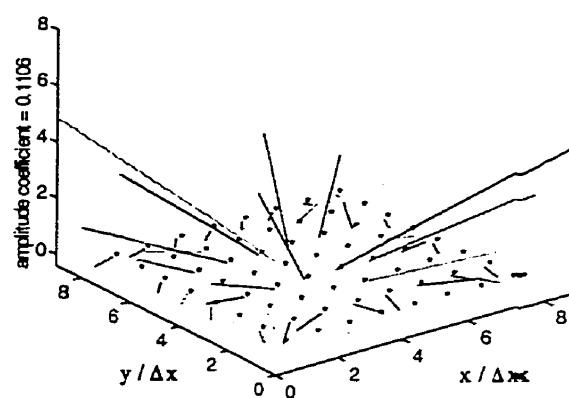


« Figure 10 »

Figure B.10 : Effet du traitement anti-fuites lors des calculs des vecteurs d'intensité par NAH de l'onde sphérique parfaite, dans un plan situé à 25 mm de la source : a) vecteurs théoriques; b) et d) vecteurs calculés avec fenêtre spatiale; c) et e) NPS avec filtre anti-fuites à 800 et à 4000 Hz.



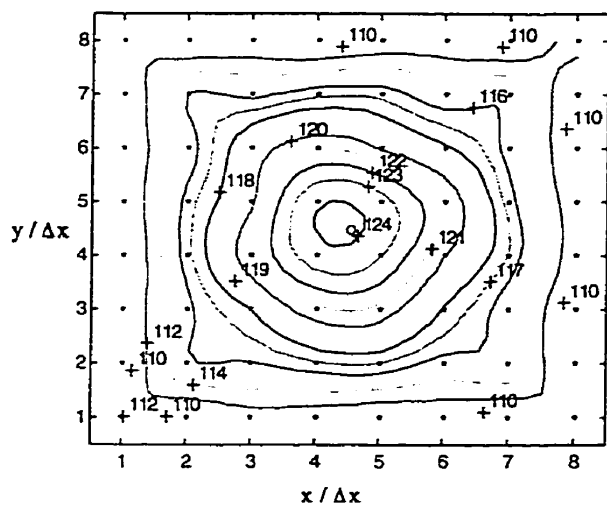
(c)



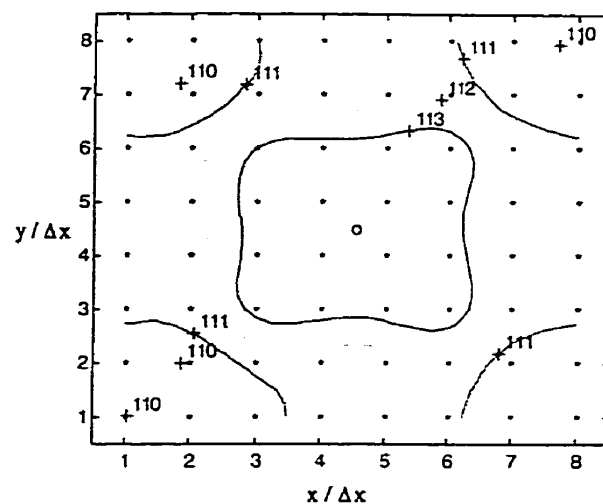
(e)

« Figure 10 »

Figure B.10 : Effet du traitement anti-fuites lors des calculs des vecteurs d'intensité par NAH de l'onde sphérique parfaite, dans un plan situé à 25 mm de la source : a) vecteurs théoriques; b) et d) vecteurs calculés avec fenêtre spatiale; c) et e) NPS avec filtre anti-fuites à 800 et à 4000 Hz.



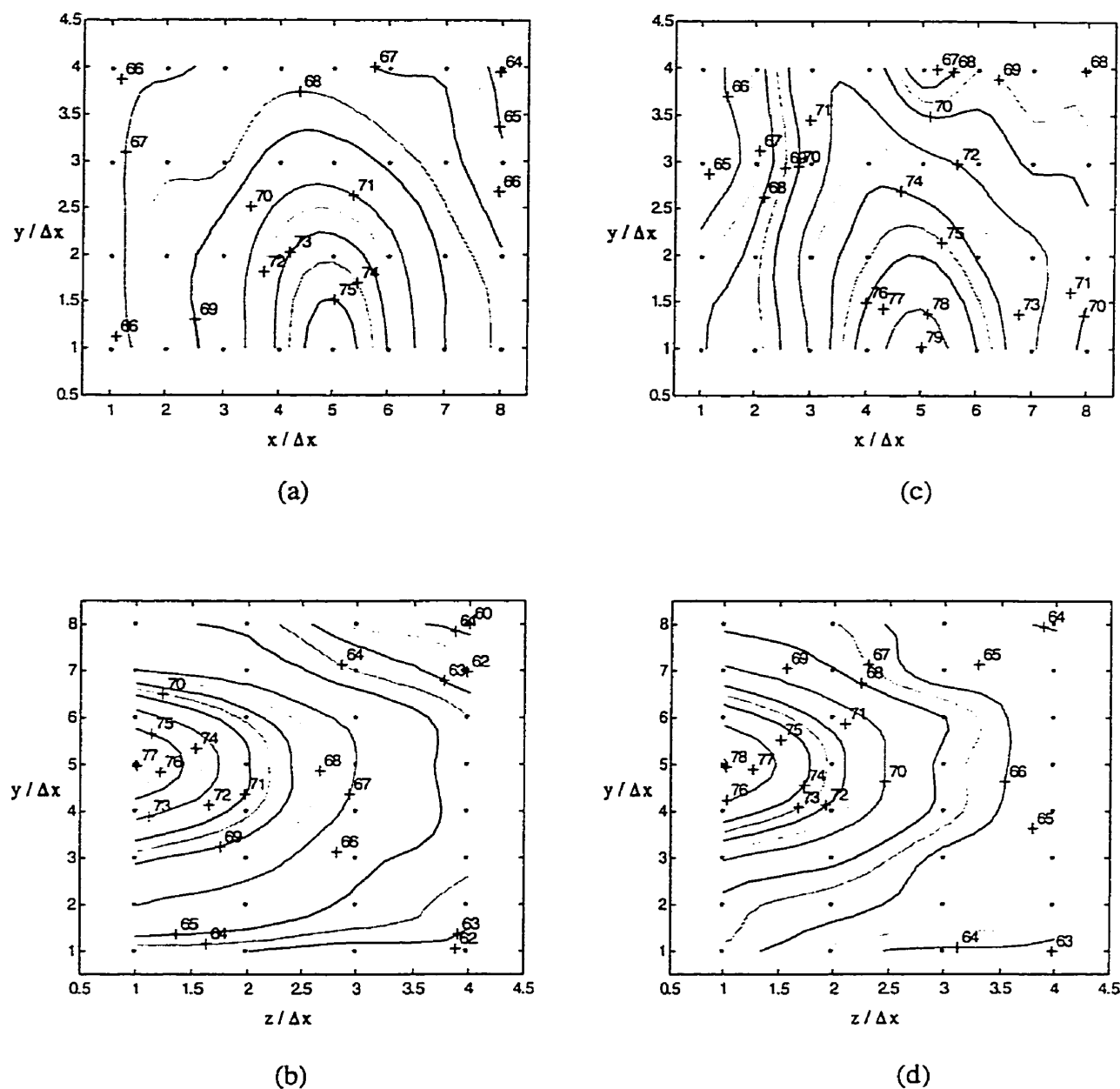
(a)



(b)

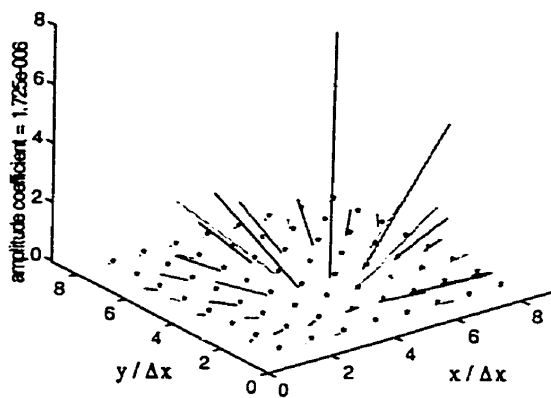
« Figure 11 »

Figure B.11 : NPS d'une onde sphérique comprenant des erreurs de phase de $\pm 4^\circ$, calculés par NAH : a) à 25 mm et b) à 100 mm de la source.

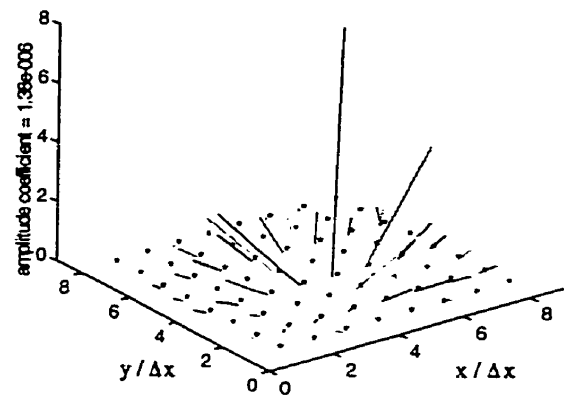


« Figure 12 »

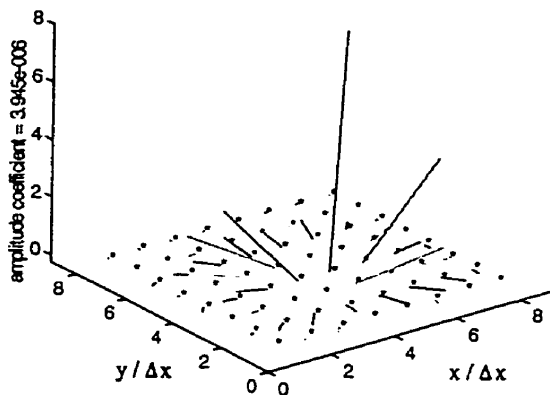
Figure B.12 : Évaluation des niveaux NPS de la source hémisphérique : a) et c) à 800 et à 1400 Hz dans un plan de mesure parallèle au baffle; b) et d) à 800 et à 1400 Hz dans un plan de mesure normal au baffle.



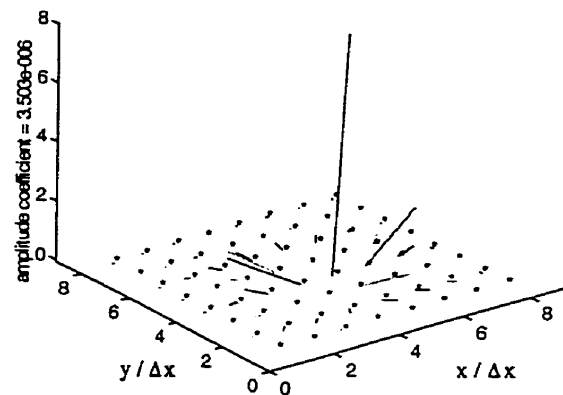
(a)



(d)



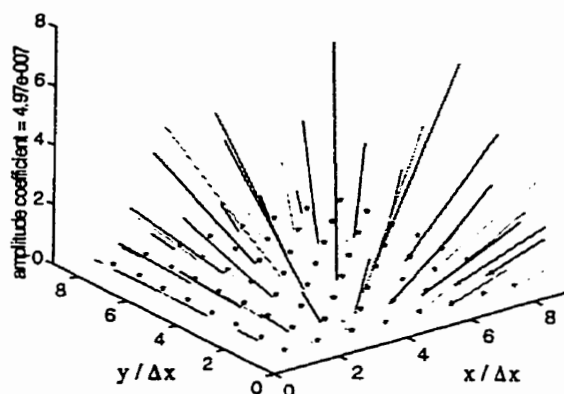
(b)



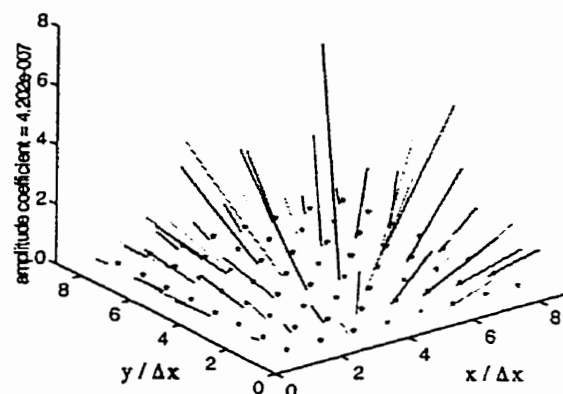
(e)

« Figure13 »

Figure B.13 : Vecteurs d'intensité de la source hémisphérique calculés par NAH avec l'utilisation du traitement anti-fuites approprié : a) et d) à 800 et 1400 Hz dans le plan de mesure (à 50 mm de la source); b) et e) à 800 et 1400 Hz et à 25 mm de la source; c) et f) à 800 et 1400 Hz et à 100 mm de la source.



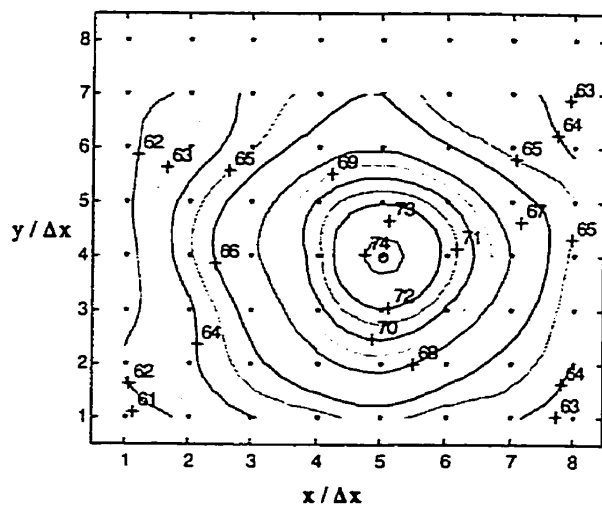
(c)



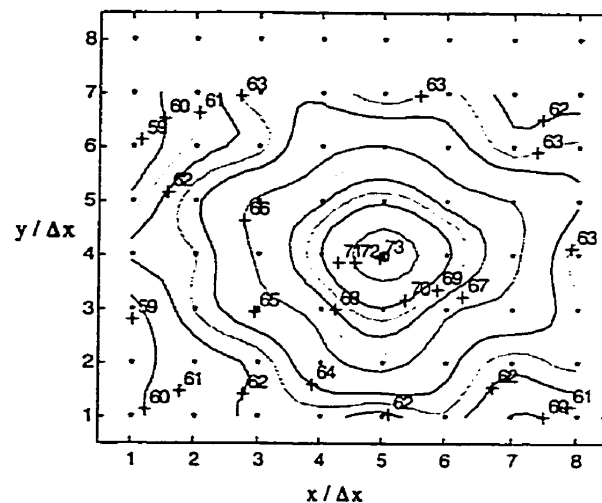
(f)

« Figure 13 »

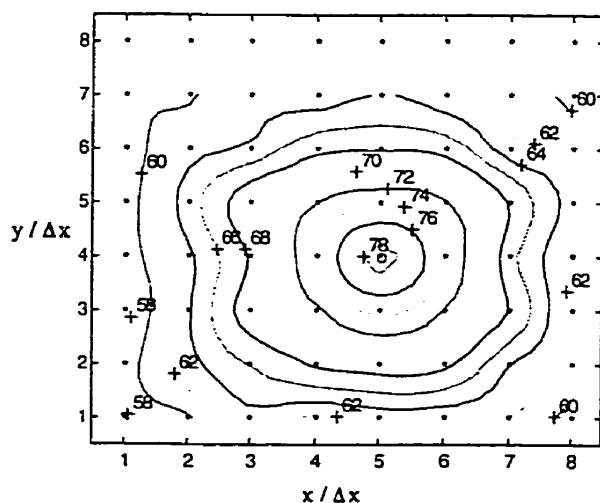
Figure B.13 : Vecteurs d'intensité de la source hémisphérique calculés par NAH avec l'utilisation du traitement anti-fuites approprié : a) et d) à 800 et 1400 Hz dans le plan de mesure (à 50 mm de la source); b) et e) à 800 et 1400 Hz et à 25 mm de la source; c) et f) à 800 et 1400 Hz et à 100 mm de la source.



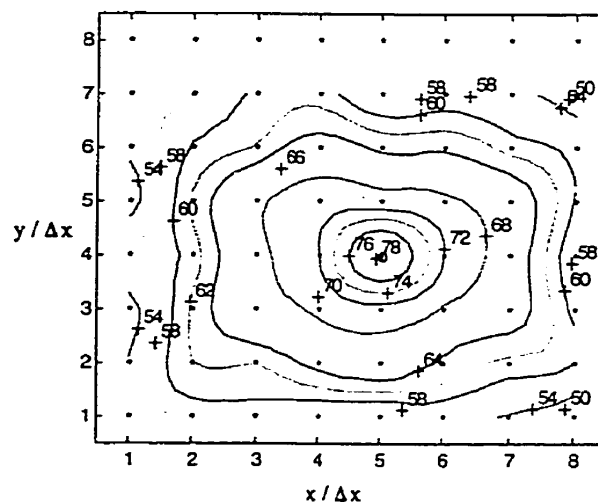
(a)



(d)



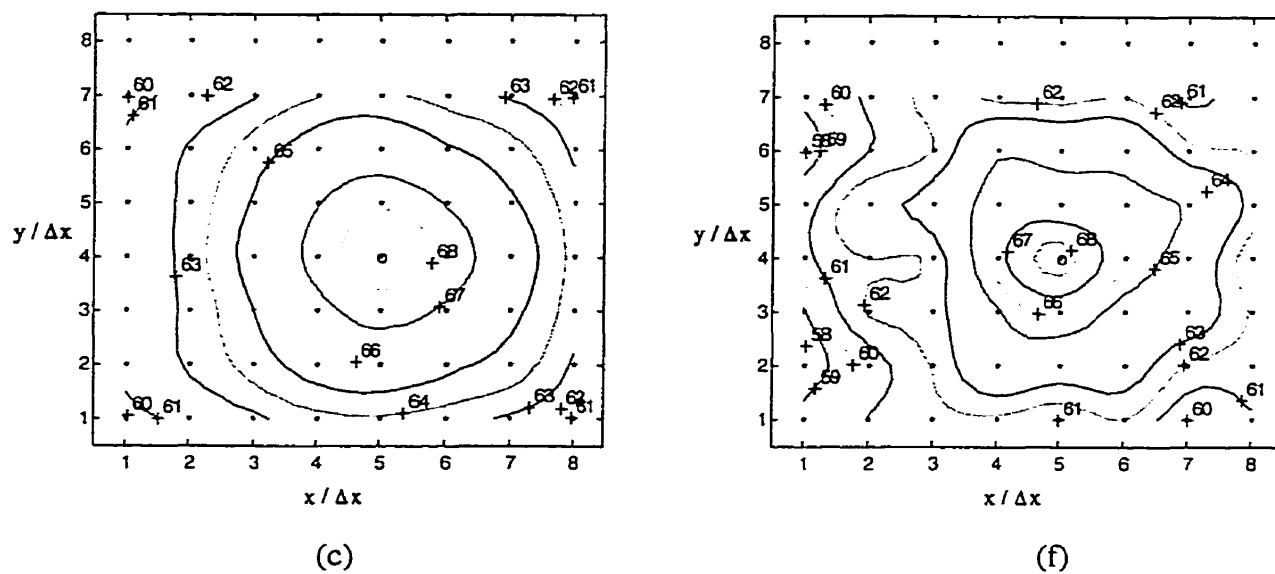
(b)



(e)

« Figure 14 »

Figure B.14 : Contours NPS de la source hémisphérique calculés par NAH avec l'utilisation du traitement anti-fuites approprié : a) et d) à 800 et 1400 Hz dans le plan de mesure (à 50 mm de la source); b) et e) à 800 et 1400 Hz et à 25 mm de la source; c) et f) à 800 et 1400 Hz et à 100 mm de la source.



« Figure 14 »

Figure B.14 : Contours NPS de la source hémisphérique calculés par NAH avec l'utilisation du traitement anti-fuites approprié : a) et d) à 800 et 1400 Hz dans le plan de mesure (à 50 mm de la source); b) et e) à 800 et 1400 Hz et à 25 mm de la source; c) et f) à 800 et 1400 Hz et à 100 mm de la source.

Figure B.15 : Courbe typique de calibration des microphones Acoustical 130-A.



THE MODAL SHOP ACOUSTICEL CALIBRATION CERTIFICATE

Serial Number: 1256

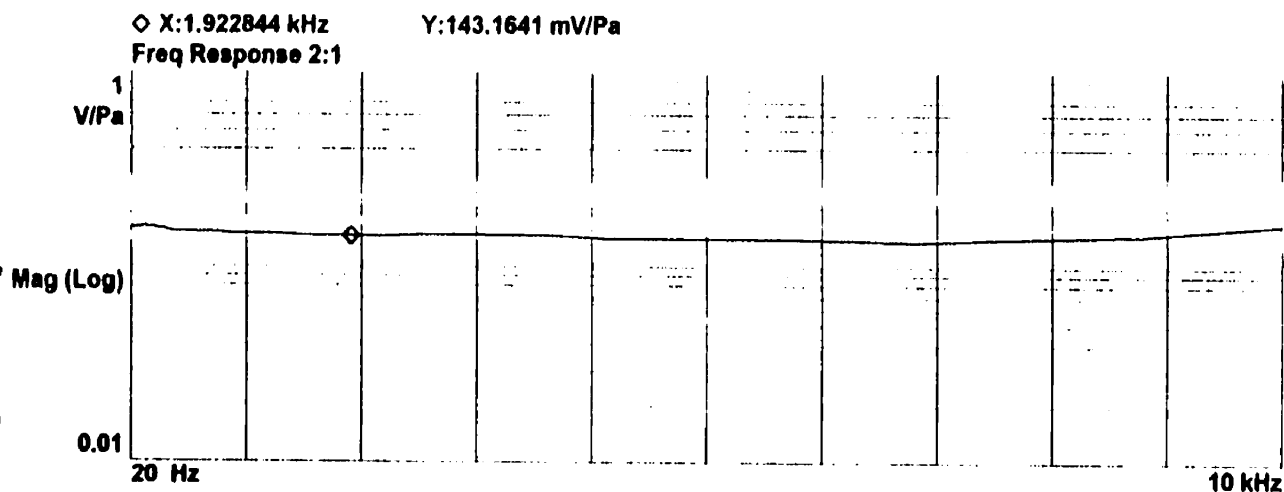
Test Conditions; Ambient Pressure: 1001 mbar.
Temperature: 75 degree F.
Relative Humidity: 63%.

Transducer Sensitivity (V/Pa) given at marker.

Helping you test,
model and modify the
behavior of structures.

1776 Mason Avenue
Suite 170
Cincinnati, Ohio
45212-3521
U.S.A.

Ph. 513-351-9919
FAX 513-458-2172
1-800-860-4867



Calibrated By: Michael Grissom

Date: 6-22-95

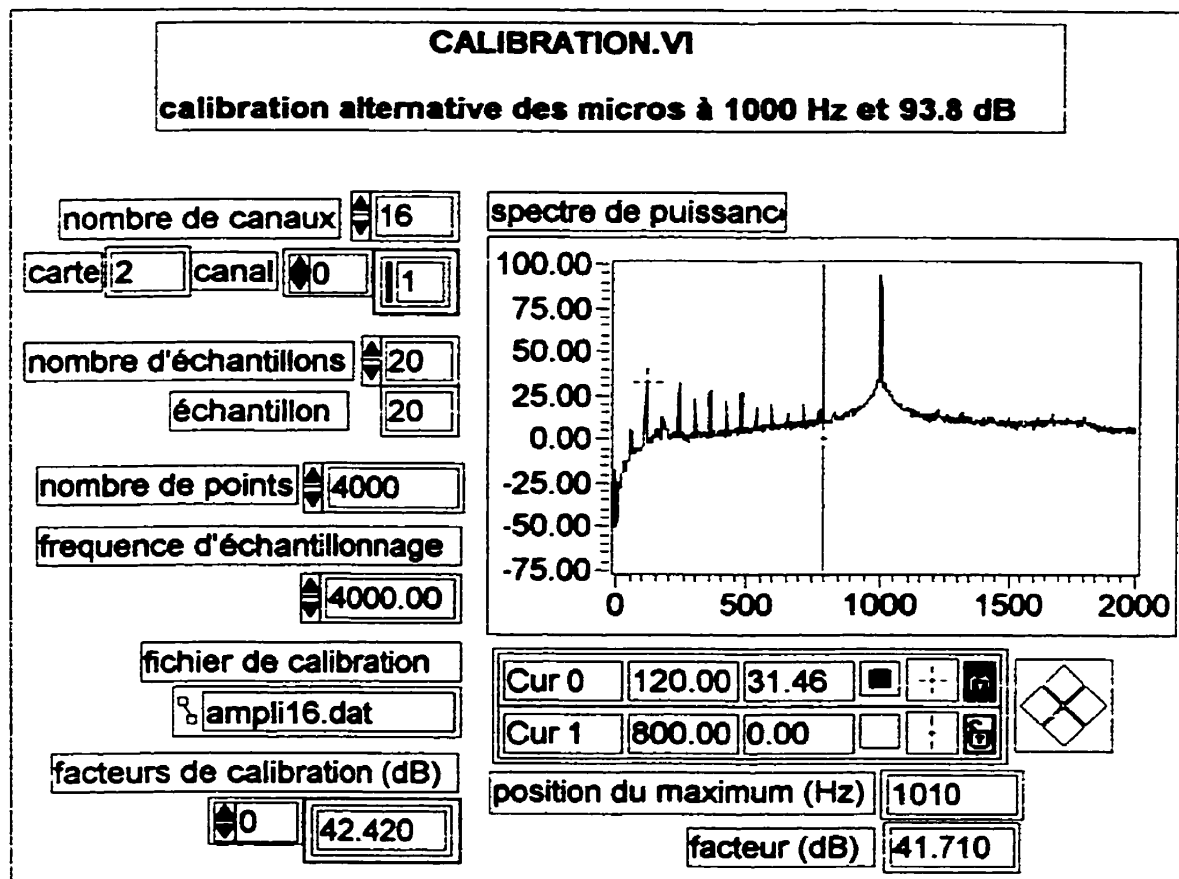


Figure B.16 : Courbe typique d'étalonnage d'amplitude des microphones 130-A.

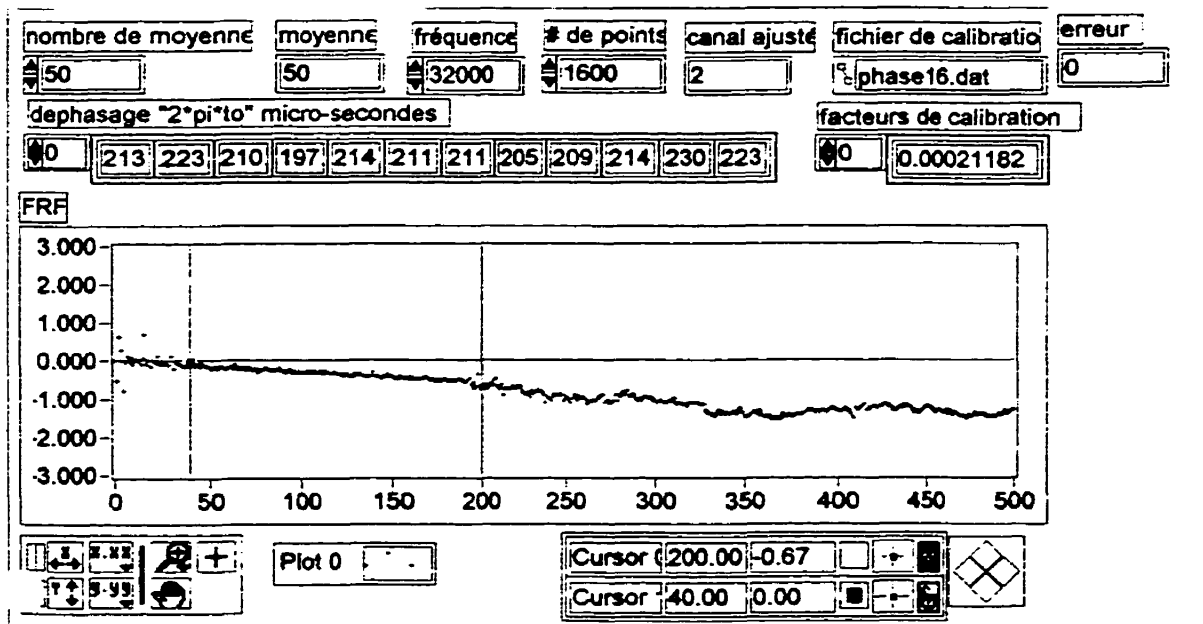


Figure B.17 : Courbe typique d'étalonnage de phase des microphones 130-A.

ANNEXE C : Article soumis**EXTRACTING THE ACCELERATION NOISE FIELD OF AN
IMPACTED FLEXIBLE STRUCTURE****Annie Ross ¹, Germain Ostiguy ¹, Maurice Amram ²**

1: Department of Mechanical Engineering; 2: Department of Physical Engineering
École Polytechnique de Montréal, CP 6079, succ. Centre-ville, Montréal (Qué) Canada,
H3C 3A7

ABSTRACT

Acceleration noise has seldom been studied on flexible structures, because it is mixed with a second noise emanating from the free movement of the structure after impact, the ringing. Impact noises, produced by periodic hammer strikes on a simply supported rectangular plate, are sampled and stored on a computer disk. A number of signal decoupling techniques are described and tested in selected locations with respect to the impact point. Their acceleration detection and isolation capacities are examined. The resulting acceleration sound pressure level from plane-grid measurements is plotted and discussed.

INTRODUCTION

The response mechanism to an impact involves two steps: first, the impacted bodies are plastically or elastically deformed in their contact area and second, elastic waves propagate throughout the material [1]. Part of the initial kinetic energy of the bodies is transformed, either directly or indirectly, into an acoustical perturbation. The impact noise includes a brief but violent burst, followed by a much longer transient oscillation, respectively defined as the 'acceleration noise' and the 'ringing noise' [2]. Abrupt acceleration (positive or negative) of the bodies, ejection of the air which lay between them, instant deformation or fracture all partly induce the acceleration noise, which requires a sudden energy transfer [1,2]. The

energy that remains within the impacted bodies engenders their free vibration, which provokes the ringing noise [1,2].

Vibrational sound is usually studied on simple, easily modeled structures such as baffled pistons and rectangular or circular plates on elementary supports. These structures are either activated by a point harmonic force, or let free to vibrate after being subjected to a controlled initial condition. Transverse movement of these structures, mainly caused by flexural waves, produce the pressure variations in the neighboring fluid. The ringing spectrum thus depends on the structure's natural frequencies. If a hammer is used, its compactness dictates high natural frequencies, limited vibration amplitude and little air coupling as compared to those of the structure. It has thus little influence on ringing and is usually considered as inelastic except when rebound energy is considered (for acceleration noise analysis) [3,4]. Feit [5] has studied an infinite elastic plate under a point harmonic force. He described the acoustic field as evanescent and rather diffuse, below the critical frequency, whereas it became propagative and directional above this limit. He also showed that in the former frequency range, the structure acts as a small baffled piston and that structural damping is ineffective in the latter range. Takahashi [6] substantiates the directivity findings with his study of an infinite elastic plate impacted by a ball. In addition, he found that beyond coincidence, the main radiation angle increases with the flexural frequency and that the directivity is inversely proportional with the internal damping of the structure. Heitkämper [7] evaluated the main radiation angle as $\sin(\theta) = k_o/k$, where k_o and k are the flexural and acoustical wavenumbers and θ is the angle in the spherical coordinates (r, θ) originating at the impact point and the axis normal to the plate. Both acceleration and ringing noises were considered in the two latter studies.

The impact itself was fully described by Goldsmith [3], who used the Hertz law of contacts, coupled with the vibrations equation of a plate. The forced response of the plate results from the convolution of the very brief contact force with the temporal term of the free oscillations. In addition to the contact force, he established the displacement and speed at any point of the plate, as well as those of a rigid impacting ball. These short transients produce a great part of the acceleration noise and depend on the plate's elasticity. However, flexible structures also ring; their acceleration noise is seldom studied because it is difficult to isolate. Many have analyzed the impact of two steel balls [e.g. 4, 8, 9, 10]. Koss and Alfredson [4] established the acoustic pressure to be $p(r, \theta, t) = p(r, t) \cos(\theta) \sin(\pi t / \tau)$ during the contact and $p(r, \theta, t) = p(r, t) \cos(\theta) \exp(-tc/r_b)$ afterwards, where the spherical coordinates originate at the intersection of the contact point and the balls' center line. r_b is the balls' radius, c is the sound speed, t is the time starting at the initial contact and τ the contact duration. It shows that the acceleration noise decreases rapidly at the end of the short contact and thus offers a wide frequency range [also 11]. The balls' centerline ($\theta=0$) becomes the main acoustic radiation axis. Wood and Byrne [10] confirm this observation on experimental repeated impacts: sound pressure concentrates within 30° of the main axis and is proportional to the balls' rigidity. Wu [12] elaborated a theory that confirm these results. None of these researches discriminate frequency bands. The total radiated energy is proportional to $\tau^{1/5}$ [9], which itself depends on the initial kinetic energy and on the mechanical properties of the bodies [3]. Richards et al. [2] express radiation efficiency in terms of the density ratio between the balls and the surrounding air. Repeated impacts have been analyzed through statistical means [13].

The ringing and acceleration signals overlap in time and space, as well as in the frequency

domain. Most previous studies which involved acceleration noise on flexible structures treated the global (combined acceleration and ringing) sound field [e.g. 6, 7]. While the two broadband frequency spectra most evidently share the entire frequency range, and as the propagation volume is the same for both sounds, the temporal overlap depends on the observation point. Ringing builds up gradually after the start of the acceleration noise, as flexural waves start propagating inside the structure. On the impact axis (normal to the impacted structure and generating at the contact point), practically no ringing is perceived during the impact. However, since the flexural wave in the material is faster than the acoustic wave in air, more ringing mixes with the acceleration noise as the observation angle (θ) increases [14, 7]. This effect can be observed by using the interferometry technique [15].

Researchers have tried uncoupling the two signals by using mechanical (a partial acoustic enclosure) and electronic (time window) means [16, 17]. The enclosure was used to isolate the spatial acceleration and ringing regions, but was open on one side (allowing some of the ringing to come in) and stood near the microphone (possibly influencing the measurements). Nevertheless, both techniques seemed to work appropriately, as long as the microphone was placed along the impact axis ($\theta=0$). To the authors knowledge, no such research was performed to uncouple the acceleration and ringing noises in any out-of-the-impact-axis measurement points.

The purpose of the present research is to determine the acceleration sound field in the impact area, when a simply supported rectangular plate is hammered by a steel-ball periodic mechanism. Data is sampled at various observation angles. Uncoupling techniques are proposed, tested and used to isolate the acceleration signal from within the measured data.

The field is represented by sound pressure level (SPL) contours at various frequencies inside the 800 to 4000 Hz band. Future research on how the acceleration noise's main direction can be modified will use the results herein described.

TEST BENCH

Experimental data were collected from an anechoic chamber setup. A 914,4 by 609,9 mm rectangular aluminum plate of 4,8 mm thickness was vertically positioned on a rigid steel frame. Teflon cylinders on both sides of the plate served as simple supports over the entire periphery. The frame was baffled all around, its rear close to a wall of the anechoic chamber, so that a minimum of sound could travel around the plate from its back to its front (figure C.1).

The first few theoretical natural frequencies of the plate were compared with those measured with an accelerometer when the plate was excited by a calibrated hammer. The following table shows the proximity of these frequencies, attesting that simple support conditions were fulfilled:

TABLE C.1 : Theoretical and measured natural frequencies.

mode	(1,1)	(1,2)	(2,1)	(1,3)	(2,2)	(2,3)
calculated frequency	46 Hz	88 Hz	141 Hz	158 Hz	182 Hz	253 Hz
measured frequency	49 Hz	91 Hz	141 Hz	158 Hz	184 Hz	253 Hz

A multiple-action hammer was used for the test impulses. It hit the plate at a 27 Hz frequency, making the initial condition of the plate different each time, since it was still

vibrating from the previous blow. The impactor comprised a spring-mass assembly with a 6,4 mm diameter and 130 mm long hammer, made of a lubricated rod ended by a steel ball (figure C.2). It was activated to its first resonance by a 12 V electromagnetic motor. In order to minimize its influence on the measurements, the quiet motor was covered with a 6,4 mm polyurethane foam and held by a tripod standing on the chamber's floor. The theoretical contact duration of the hammer on the plate is of the order of 84 μ s, as calculated with the equation proposed by Goldsmith [3] and using the impactor's measured speed upon contact.

A 16 microphone square grid was placed 50 mm in front of the plate, parallel to it, in four different locations centered around the impact axis. A rigid plexiglass frame was used for this purpose, as shown in figure C.3. The 64 measurement points lay 30 mm apart in the x and y directions, so that the observation angle varied up to 70°. A reference microphone (Brüel & Kjær's 4133) was positioned along the impact axis, 10 mm from the back surface of the plate. The plate was impacted in its mid-point, so that a minimum number of resonant frequencies would be excited, facilitating the signal uncoupling. Data acquisition was performed alternately over the whole 64 point grid, nine-channel at once: eight grid microphones plus the reference microphone each time. All microphones were amplitude calibrated, and each grid microphone (130A Acoustical electrets) was phase-matched within $\pm 2^\circ$ at 4000 Hz with respect to the reference microphone. The reference microphone served as an 'amplitude and phase harmonizing' tool, so that the entire 64 point data became as though they were sampled simultaneously [18]. During this procedure, the data from the eight different acquisition sets were adjusted to those of the first set. Because the impact force may not be identical from one set to the next, sound amplitudes will vary. By calculating the complex frequency spectrum on the windowed acceleration noise at the

reference microphone (behind the plate, always in the impact axis) during each set, amplitudes and phases measured at the grid microphones may be adjusted to simulate a 64 point acquisition during a single impact. Acquisition was performed on a personal computer, using LabView 4.0 and three AT-A2150C National Instruments acquisition boards, and saved in ASCII format for future use. Calculations and curves were executed with Matlab 4.2c.1 and Corel Quattro Pro 7.

MEASURED DATA

Sampling frequency was 32 kHz, the fastest possible sampling rate when the three acquisition boards were used simultaneously [18]. Analog trigger and pre-trigger measurement were used on the reference channel to start the acquisition on all nine channels, 10 points before the actual acceleration peak at the reference microphone. Each sample included 1200 points, in order to cover one entire acceleration-vibration cycle ($32000 \text{ Hz per point} / 27 \text{ Hz per cycle} = 1185 \text{ points per cycle}$). For the purpose of averaged sound pressure level (SPL) contour maps, the sound field was sampled 30 times at each location.

As can be seen in figure C.4, a typical sample contains an initial sound pressure burst that lasts for about $156 \mu\text{s}$: the acceleration noise. The initial burst is negative on the impactor's side of the plate and positive on the reference microphone's side, indicating that it is due mainly to the initial displacement of the plate under impact. This first noise is followed by a developing sound wave, the ringing, that starts fading after 3 ms under the influence of the plate's internal damping, but that subsists until the next impact. This next acceleration impulse occurs precisely 36,98 ms after the first one, which corresponds to a 27 Hz impact frequency.

All raw data taken at a same distance from the impact point share the same initial burst, indicating that the acceleration noise would be symmetrical about the impact axis. (Amplitude variations are related to the somewhat uneven impact force, and will be evened after the harmonization procedure.) On the contrary, the ringing varies from one measurement point to another, as a result of the complex movement of the plate. Figure C.5 a and b illustrate this at the grid's four center-points (closest to the impact point) and its corner-points (farthest from the impact point). Figure C.5c shows how the acceleration's time signal evolves from the center to the corner of the measurement grid, as r and θ both increase. The sound wave first reaches the center microphones and sweeps through the entire grid until it reaches the corner microphones, farthest from the impact point. As it does this, it not only gets mixed with the beginning of the ringing signal (see figure C.5b), but it also undergoes some transformations. It seems to increase in duration as an initial positive peak appears before the expected negative one (figure C.5c). This first pulse is not technically the ringing starting, but presumably the acceleration impulse traveling through the plate. Even at the farthest microphones, and even at the end of the first positive peak, ringing has not built up enough to have caused such transformations in the signal (figure C.5b). In other words, the shock signal propagates along two different paths: directly through the air from the impact point to the microphones, and through the plate then to the microphones.

Table C.2 shows how the acceleration sound travels at different speeds, and thus along different paths, from the impact point to the measurement points. The maximum wave speed could not be determined, since the exact beginning of the sound signal is barely differentiable from the end of the foregoing ringing signal. Nevertheless, it does travel at around 680 m/s through the aluminum plate, and around 335 m/s in air. While the amount of energy

transmitted through air is likely to vanish as the measurement distance increases, the wave's amplitude seems preserved when it propagates inside the plate. The emergence of the initial positive peak and the widening of the impact signal are presumably the result of the dispersive nature of the flexural shock wave. Since the group speed c_g of such a wave is frequency dependent ($c_o = \omega^{1/2} \left(\frac{E_o h_o^2}{12 \rho_o (1 - \nu_o^2)} \right)^{1/4}$, where ω is the radial frequency, E_o , h_o , ρ_o and ν_o are the plate's Young modulus, thickness, density and Poisson's ratio), the measured time signal looks different, depending on the observation point.

TABLE C.2 : Temporal evolution of the first peaks in a typical sample.

microphone distance from impact axis	21 mm	64 mm	106 mm	148 mm
approximate beginning of main negative peak	344 μ s	406 μ s	469 μ s	531 μ s
wave speed through plate	N/A	688 m/s	680 m/s	677 m/s
microphone distance from impact point	54 mm	81 mm	117 mm	157 mm
approximate end of main positive peak	531 μ s	609 μ s	719 μ s	844 μ s
wave speed through air	N/A	346 m/s	335 m/s	329 m/s
approximate energy ratio	N/A	0.91	0.76	N/A

Comparison of the 30 samples taken at a single location for averaging indicates that they are all almost identical. In effect, since the foregoing vibration of the plate is not over when it is being struck by the hammer, the plate may be in a different state each time, modifying the initial conditions of the impulse. It could be expected that each initial impact burst, as well as the following ringing would differ from the previous ones. However, amplitude and phase corrected measurements show that the entire sound signal is consistent each time (figure

C.6). (Data harmonization is performed using the reference data, to compensate for the somewhat irregular impact force that affects both the signal's amplitude and the trigger control.) Standard deviation is about 0.4 at any point of the samples. A short time delay (0 to 5 μ s) does affect the beginning of the impact noise, but the data's amplitude is generally constant. Averaging the 30 amplitude spectra will thus give a realistic picture of the measured sound. Data harmonization is performed on each sample before the averaging, following the procedure described in [18].

Time data behind and in front of the plate were compared for $\theta=0^\circ$. The front of the plate was impacted at its center by a steel ball pendulum, for a minimal noise field interference by the 11 mm ball. Acceleration and ringing signals were acquired simultaneously at a distance of 235 mm on both sides of the plate. The acceleration noise in the back-of-plate position has shown to be less than 2 dB lower than that in front of the plate, which is about 98 dB, and they are 180° out-of-phase. As for the ringing, it does have the same amplitudes and similar shapes in both positions. The back-of-plate sound signal may thus be used as an appropriate reference for the harmonization procedure.

RINGING AND ACCELERATION NOISES DECOUPLING TECHNIQUES

At any point of the measurement grid, the microphones receive at the same time the propagated acceleration pulse, as well as the ringing's onset. This coupling is less important at the center-grid microphones, close to the impact axis. It is not possible, on a flexible impacted structure, to measure a pure acceleration signal. However, various techniques may be applied so that a minimum amount of ringing be present in this signal. These techniques have been evaluated and are described below.

Mechanical screen

A 50 mm thick open-cell polyurethane foam screen was placed 10 mm in front of the vibrating plate, in order to reduce the amount of ringing energy delivered to the microphones. It covers the entire surface of the plate, except for a $0.27 \times 0.27 \text{ m}^2$ tapered square hole through which the microphone grid can capture the remaining sound. The screen does not touch the plate and so does not hinder its free vibration.

The impact noise signals are measured at the microphone grid, with and without the screen. For the same impact energy, as calculated using the global reference measurements, the acceleration noise amplitude remains the same, and the ringing is negligibly altered in the center of the grid. Attenuation in this area is of the order of 0.1 dB on the samples' first 30 points, a part that covers at least three times the initial pulse's duration. At the corners of the grid and under the same conditions, acceleration remains identical, and the ringing's attenuation increases to 0.33 dB. This is where the ringing's attenuation is most needed, because it mixes the most with the acceleration. Figure C.7a shows the effect of the screen in that location, during the first 4,5 ms from the impact. Frequency spectra (figure C.7b) show that this attenuation occurs above 1700 Hz. Below this limit, amplitudes rise by 6 dB. They drop by 4 dB on the frequencies above this limit. The cut-off is rather sharp. For the outer-grid microphones, the use of a foam screen is considered an efficient means of lowering ringing amplitudes at middle and higher frequencies. The lower frequency ringing increase is considered a small disadvantage, since it is more easily removed by other means.

Time window

Even though the acceleration and ringing noises partly overlap, only a small percentage of

the ringing energy is emitted at the same time as the acceleration signal at a given microphone position, because the acceleration signal is very short compared to the ringing's duration. That is to say, if a time window is placed around the first captured impulse after impact, it will contain only a small part of the ringing's energy. In order to determine the amount of ringing that occurs in a given time window, two test signals, similar to the measured acceleration and ringing at the center and corner of the microphone grid, were artificially created and superimposed, then windowed. Amplitude and phase spectra of the windowed signals were compared with those of the "acceleration" signal. Figure C.8a shows the two superimposed signals and the window shapes. The "acceleration" was made of a single-period modified sine, and the "ringing" was composed of five sines (800, 1000, 2000, 3000 and 4000 Hz) modulated by an increasing, then a decreasing exponential. The window is a trapezoid (comparable to a flat-top window), containing 0.40 ms worth of full amplitude and a base width of 0.53 ms.

As far as spectral amplitudes are concerned, the time windowing technique gives very good results in both "center-" and "corner-grid" positions. As can be seen in figures C.8 b and c, as long as the time window is sufficiently short, the remaining ringing is of the order of 0.5 dB after windowing. Obviously, the smaller the observation angle, the less ringing energy remains inside the time window. Adjusting a time-window to each of the 64 data grid points may be strenuous.

Cross-correlation

Cross-correlation may be used to detect a known signal from within a carrier signal. It is defined by the following: $A(t) \odot B(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(t) \times B(t+\tau) d\tau$. It can be evaluated in the

frequency domain as: $\text{FFT}(A) \times \text{FFT}(B)^*$, where FFT is the fast Fourier transform of a signal, A is the time signal that contains B, the sought signal, and $*$ represents the conjugate of a function. For the evaluation of the cross correlation procedure, we used the same artificial “acceleration” and “ringing” signals as for the time window examination. The time-windowed “acceleration” noise near the impact axis (containing a minimum of ringing) is cross-correlated with the “acceleration + ringing” signal in the other location to uncover the “acceleration” component in this location.

Neither in the time or frequency domains are the results useful. As described earlier, the acceleration noise undergoes important transformations as it travels from the impact point to the various grid points, through the air and the plate. In addition, the windowed acceleration is so short in time that it does correlate well with any ringing time-peak. Figure C.9 shows the spectral results of cross-correlation, as compared to the real “acceleration” signal. It tends to follow the trend of the original “acceleration + ringing” signal in the “corner” location and is not appropriate to isolate the two signals from one another.

Deconvolution

Convolution is defined as $C(t) = A(t) * B(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(\tau) \times B(t-\tau) d\tau$ and may also be evaluated in the frequency domain: $\text{FFT}(C) = \text{FFT}(A) \times \text{FFT}(B)$. Deconvolution may be used to divide one signal from another: $\text{FFT}(C) \div \text{FFT}(B) = \text{FFT}(A)$. In this test procedure, the same as previous artificial signals were used to determine whether or not deconvolution may be applied to the impact signal. When the entire “ringing” signal, as it was created, is extracted from the global signal, the “acceleration” signal always shows up in perfect shape and time position, as compared to the initial “acceleration”. However, in real life, we will

want to use a time-windowed ringing signal (amputated from the part that coincides with the acceleration) measured near the impact axis and remove it from a global signal measured farther from this axis. In this case, ringing is not the same from point to point, as was described in the “measured data” section. These conditions were tested on the same artificial data, but where the “ringing” part of the global signal was hastened by a few data-points. Deconvolution of either the time signals or amplitude spectra has proven inefficient. The result are of the same nature as the global signal. Figure C.10 shows that the deconvolution results in the acceleration peak only when the full ringing signal is accurately known.

Spectrum signal “filter”

The amplitude spectra feature a typical shape for the acceleration and ringing noises. The first one is a rather smooth curve that lowers gradually as the frequency increases. The second features peaks that correspond to the natural frequencies of the impacted structure. If a Fourier analysis was performed on each amplitude spectrum (i.e. if the spectra were Fourier transformed a second time), only low “spectral frequencies” would be expected to come out of the acceleration, while the ringing would give a broadband result. This transformation is familiar with the original definition of cepstral analysis[19, p.273]; the “spectral frequencies” can be related to the “quefrequencies” and possess time dimensions. This leads to the deduction that the acceleration’s amplitude spectrum might be identified by “short-pass liftering” the global amplitude spectrum. This would not require a second Fourier transformation of the amplitude spectrum.

This procedure was tested on actual data, first on a complete 1200 points sample, then on a windowed sample. The selected data was measured at a center-grid microphone (near the

impact axis) and windowed at full amplitude for 30 points and at a decreasing amplitude down to zero over the next 20 points. A fourth order low-pass elliptic ‘lifter’ was designed with 0.05 dB ripples in the passband, a $781 \mu\text{s}$ cutoff ‘quefrequency’, and a 40 dB stopband attenuation. Figure C.11 shows the amplitude spectrum of the original windowed data, the shapes of the applied “lifter” and of the amplitude spectrum’s FFT, as well as the results of the procedure. The results are not as good as expected. The general shape is similar to what was expected, but its position inside the spectrum is shifted, so that the amplitudes do not correspond to the appropriate frequencies. The reason for this is that the acceleration and the ringing spectra share too much of the low “spectral frequencies” to be filtered out from one another (figure C.11b). Results from a full, 1200 points sample were even less reliable, due to the great number of natural frequencies involved, causing the ringing to contain even more of the low “spectral frequencies”.

Time signal reconstruction

During the first millisecond or so after the impact, and apart from the initial impulse, only a few plate modes do emit a significant amount of energy. Among them, one is most important. This has been observed at all grid positions, on the windowed data amplitude spectra. Each major emitting frequency is related to a calculated natural frequency of the plate that pertains to an odd mode (table C.3). In addition, the few data points acquired prior to the first sound burst belong to the previous ringing. These also contain a few major odd-mode frequencies which are not necessarily the same as the above. Obviously, these main emitted frequencies may also vary according to the measurement points.

Knowing this allows the development of a final technique in which these few frequencies are

toned down from the global windowed spectrum. For a few data points after the impact, the ringing signal may be approximated with an appropriate combination of its main frequencies (figure C.12a). The amplitude and the phase of each component must be adjusted to fit the signal. The signal prior to the impact may be reconstructed in the same way (figure C.12b). These reconstructed signals are then withdrawn from the very beginning and very end of the initial sound burst as measured. Signal reconstruction and phase adjustment is a very laborious task, but results in a good approximation of the acceleration signal. The reconstructed signal may then be windowed in a looser way than the previous time-windowing technique. As shown in figure C.13, the resulting amplitude spectrum compares satisfactorily with the time-windowed acceleration at the center-grid microphone (minimal ringing included).

TABLE C.3 : Strongest emitted frequencies and associated modes at beginning and end of the ringing noise, at the reference microphone.

Beginning of ringing			End of ringing		
measured frequency	closest natural frequency	associated mode	measured frequency	closest natural frequency	associated mode
4347 ± 13 Hz	4346 Hz	(3,17)	293 ± 13 Hz	299 Hz	(3,1)
6506 ± 13 Hz	6488 Hz	(13,9)	53 ± 13 Hz	46 Hz	(1,1)
293 ± 13 Hz	299 Hz	(3,1)	1733 ± 13 Hz	1732 Hz	(1,11)

Phase identification

Since all frequencies are excited at the same time during an impact, the theoretical phase spectrum of an acceleration signal, at any location except the impact point, is an ascending straight line. That of the ringing does not seem to fit a particular function and differs from

a measurement location to another. The global signal's spectrum is of the same type as the ringing's, but becomes much closer to the acceleration spectrum when it contains less than 1 millisecond worth of time data instead of 37,5 ms. In this case, it assumes the general tendency of an ascending straight line, altered by a slight variation. By determining the closest fitting straight line in the phase spectrum of a time-windowed sample, it is thus possible to achieve a near-perfect acceleration spectrum. This can be applied to all data, regardless of the microphone's position with respect to the impact point. Figure C.14 shows how windowing may be used to approximate the acceleration's phase spectrum within 6° in the 800-5000 Hz range. The precise spectrum may be determined with a linear fit, for frequencies up to 5000 Hz.

ACCELERATION CONTOUR PLOTS

Two of the signal decoupling techniques described above were combined to extract the most exact acceleration data from the test bench. The foam screen was placed during the measurements to reduce the amount of high ringing frequencies captured by the grid-microphones. A very tight time window was applied to the digitalized data, around the initial negative and positive peaks. This was done separately on each grid-point data. By extrapolating the ringing time signals measured immediately after the acceleration burst, the remaining ringing energy inside the window was estimated to about 0.1% of the total windowed energy at the center microphones, and 4% at the corner microphones. The acceleration signals were also subjected to amplitude and phase harmonization.

Once the acceleration signals were uncoupled from the ringing, amplitude spectra were calculated for each of the 64 grid positions. All resulting 64 spectra have a similar shape,

although each one does vary from the others (figure C.15a). For selected frequencies, the spectral amplitude at each measurement point is used to generate a contour map of the field at the grid's plane. These plots (figures C.15 b to f) reveal that the field is rather uniform at all frequencies. Variations inside the measurement square stand within 3 dB. Nevertheless, the field does contain a small crest near the impact axis at the lower frequencies (figures C.15 b and c). This crest is not perfectly centered around the origin, possibly due to some asymmetry in the test bench. At 3000 Hz (figure C.15d), the crest seems to have departed from the center, toward the corners of the grid, leaving an amplitude low around the center. At 4000 Hz (figure C.15e), this low also withdraws from the center, propagating to a greater angle around the impact axis. At 5000 Hz (figure C.15f), a small crest reappears at the center of the grid, as the amplitude low's ring has propagated even farther from the origin.

This looks as though the acceleration field featured two components: one rather plane at all frequencies and the other exhibiting frequency dependent lobes. This matches a previous observation, stated in the "Measured Data" section: the acceleration noise travels both through the air and through the plate. In effect, the sound wave would maintain most of its energy as it propagates uniformly through the plate, causing the plane part of the measured sound field. On the contrary, the acceleration noise traveling directly through the air from the impact point seems to behave in a way familiar to the noise of a baffled piston, with a single central lobe at low frequencies, and side lobes emerging as the frequency increases. It seems to correspond with the principle that only a small area of the plate is deformed at the moment of the contact, as discussed by Goldberg. This small circular area would in fact act as a small piston inside a baffle assumed by the rest of the plate. It also correlates with Takahashi's and Heitkämper's findings, and indicates that the main radiation angle of an

impacted elastic plate is lightly affected by the acceleration field. It is interesting to note that the coincidence frequency of the impacted plate was calculated to be approximately 2300 Hz, which also seems to be where the main radiation angle starts to increase.

CONCLUSION

The impact sound emanating from a flexible structure comprises two components that superimpose in the time, frequency and space domains. The acceleration and ringing noises have been recognized in the impacted plate's sound field. At a small observation angle, the acceleration burst shows up first, then the ringing builds up. As the observation angle increases, the two signals get mixed up. The acceleration signal seems to be symmetrical about the impact axis, whereas the ringing varies from point to point. The acceleration wave uses two paths: directly through the air, and through the plate then to the microphones. This causes the acceleration time signal to look different according the observation distance from the impact axis.

Various techniques have been tested to decouple the acceleration sound field from the ringing. Cross-correlation and deconvolution have proven inefficient, the former because the acceleration is extremely short and resembles any ringing peak, and the latter because the ringing signal varies greatly from one acquisition point to another. "Spectrum filtering" is a complex procedure which results in less accurate spectral data than a simple time window. The "frequencies" of the two signals are too much alike to use a filter as a separation tool on the global signal spectrum.

Time windowing is very efficient on measurement points located near the impact axis, where ringing is slow to show up and is almost not present during the acceleration burst. As the observation angle increases, the window must be set tighter around the initial impulse in order to give reliable results. A time signal reconstruction procedure is based on the few emerging frequencies at the very beginning and end of the ringing. Simple signals containing two or three of these main frequencies are constructed and then subtracted from the measured signal. A loose time window may then be applied to this "corrected acceleration" in order to obtain a suitable amplitude spectrum. Both tight windowing or signal reconstruction are reliable methods, but they are also time-consuming, especially the latter one. During the measurements themselves, a foam screen may be installed in front of the impacted plate to reduce the amount of ringing that reaches the microphones. It does reduce the high frequency energy at the measurement grid, but it also increases the low frequency ringing. This is less of a problem, though, because these low frequency modes are easier to remove by other methods. Finally, the acceleration phase spectrum may also be determined, if required. A well adjusted time window gives an approximate spectrum that can be fine-tuned by fitting a straight ascending line through it. This is applicable to frequencies under 5000 Hz.

Although not perfect, these techniques are planned to be used in a research on the direction of the acceleration noise, when an impacted plate is treated with asymmetrical viscoelastic damping pads. In this future research, the measurement configuration will be identical to the present one. On a decibel scale, the remaining 0.1% to 4% ringing energy in the windowed signals is not expected to disturb the contour plots substantially.

The acceleration noise of the plate under impact was extracted using a tight time window. The sound pressure level contour plots of the acceleration noise show that this system acts in two ways. First, an acceleration wave propagates through the plate then through the air, maintaining a high energy level and causing a rather plane noise field. Second, the acceleration noise traveling directly from the impact point through the air compares with the sound from a small baffled piston. The main radiation angle increases with the frequency, beyond coincidence. These findings would be worthy of further examinations.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work was supported in part by the Institut de Recherche en Santé et en Sécurité du Travail du Québec and by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada.

REFERENCES

1. AKAY, Adnan (1978). A review of impact noise. Journal of the Acoustical Society of America, 64(4), 977-987.
2. RICHARDS, E.J., WESTCOTT, M.E., JEYAPALAN, R.K. (1979). On the prediction of impact noise I: acceleration noise. Journal of Sound and Vibration, 62(4), 547-575.
3. GOLDSMITH, Werner (1960). Impact, Edward Arnold Ltd., USA.
4. KOSS, L.L., ALFREDSON, R.J. (1973). Transient sound radiated by spheres undergoing elastic collision. Journal of Sound and Vibration, 27(1), 59-75.
5. FEIT, David (1966). Pressure radiated by a point-excited plate. Journal of the Acoustical Society of America, 40(6), 1489-1494.
6. TAKAHASHI, D. (1992). Frequency analysis of sound radiation from an impact-excited plate. Journal of the Acoustical Society of America, 91(5), 2708-2713.
7. HEITKÄMPER, W. (1985). Näherungsweise Berechnung der Schallabstrahlung von stoßartig angeregten Platten. Acustica, 58(3), 141-148.

8. KOSS, L.L. (1974). Transient sound from colliding spheres - inelastic collisions. Journal of Sound and Vibration, 36(4), 555-562.
9. HOLMES, D.G. (1976). Impact sounds due to sudden accelerations. Journal of Sound and Vibration, 44(1), 63-73.
10. WOOD, L.A., BYRNE, K.P. (1983). Acceleration noise generated by a random repeated impact process. Journal of Sound and Vibration, 88(4), 489-499.
11. CUSCHIERI, J.M., RICHARDS, E.J. (1983). On the prediction of impact noise IV: Estimation of noise energy radiated by impact excitation of a structure. Journal of Sound and Vibration, 86(3), 319-342.
12. WU, Sean F. (1993). Transient sound radiation from impulsively accelerated bodies. Journal of the Acoustical Society of America, 94(1), 542-553.
13. WOOD, L.A., BYRNE, K.P. (1982). Experimental investigation of a random repeated impact process. Journal of Sound and Vibration, 85(1), 53-69.
14. AKAY, Adnan, LATCHA, Michael (1983). Sound radiation from an impact-excited clamped circular plate in an infinite baffle. Journal of the Acoustical Society of America, 74(2), 640-648.
15. WÅHLIN, A.O., GREN, P.O., MOLIN, N-E. (1994). On structure-borne sound: Experiments showing the initial transient acoustic wave field generated by an impacted plate. Journal of the Acoustical Society of America, 96(5), 2791-2796.
16. SCURTU, Petru Razvan (1995). Etude d'un système de deux tampons amortissants fixés sur une plaque rectangulaire. Mémoire de maîtrise, Ecole Polytechnique de Montréal, Canada.
17. AMRAM, M., OSTIGUY, G., LAHLOU, R. (1994). Contrôle des vibrations engendrées et du bruit rayonné par les marteaux riveteurs dans l'assemblage aérospatial. Rapport final pour l'IRSST, projet N/D RS-91-25.
18. ROSS, A., OSTIGUY, G., AMRAM, M. (1998). A low cost system for nearfield acoustic measurements. Noise Control Engineering Journal, submitted for publication on June 2nd, 1998.
19. RANDALL, R.B. (1987). Frequency Analysis. K.Larsen & Sons, Denmark.
20. VOLTERRA, E., ZACHMANOGLU, E.C. (1965). Dynamic of Vibrations. Merrill, USA.

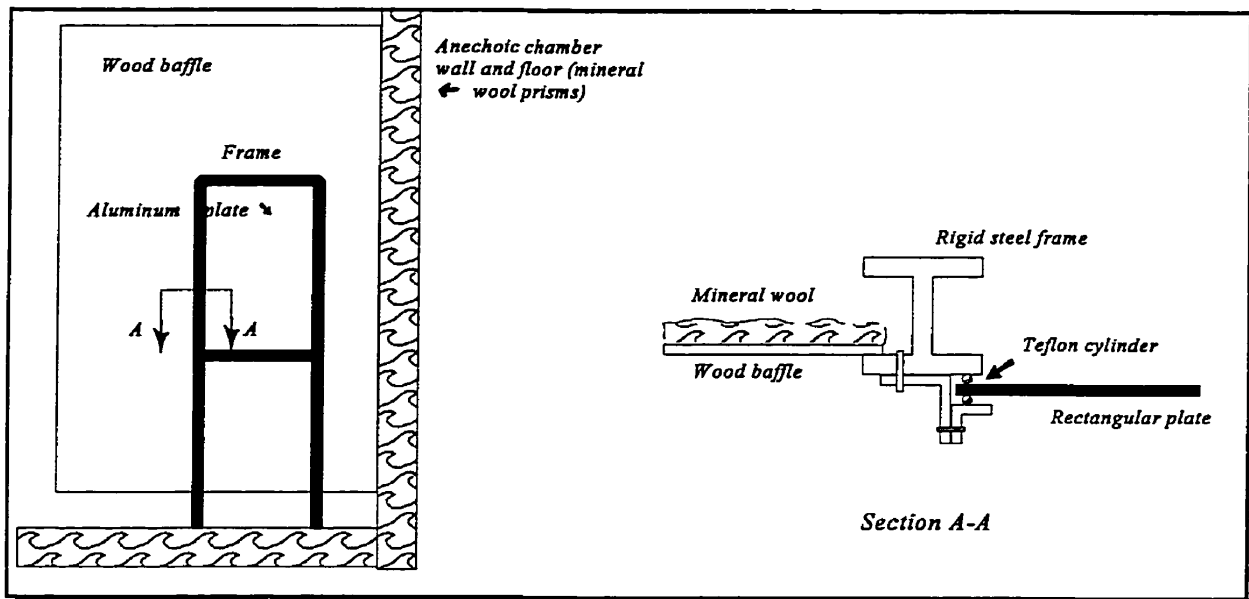


Figure C.1 : Impacted structure

Figure C.1 : Structure d'essais.

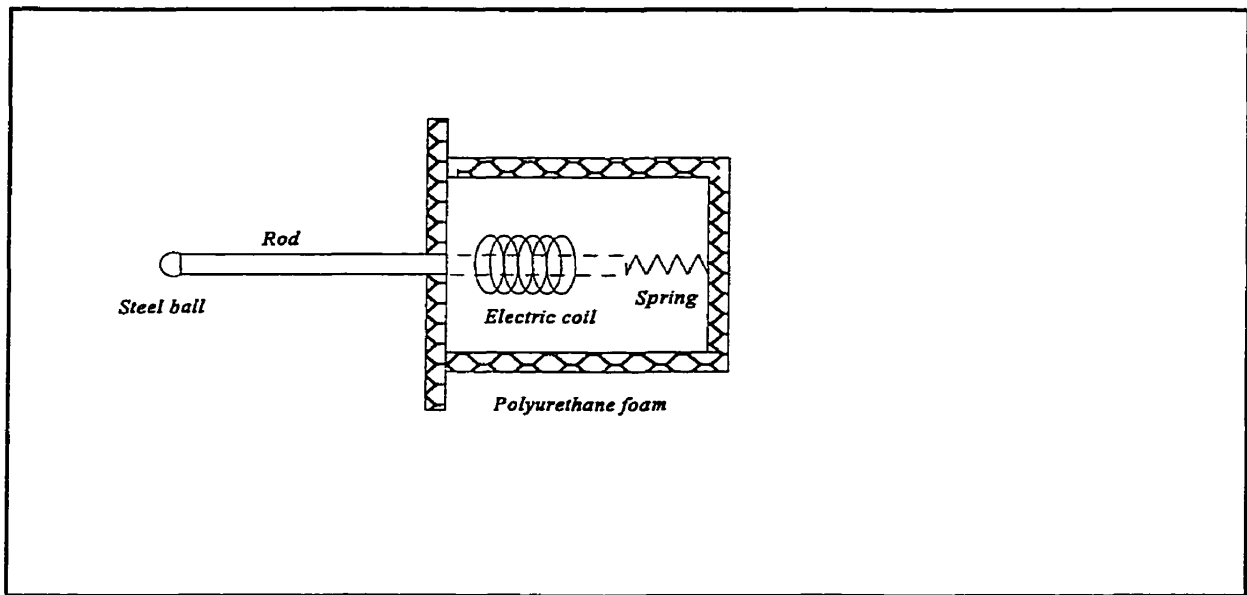


Figure C.2 : Schematics of the impactor.

Figure C.2 : Schéma du marteau.

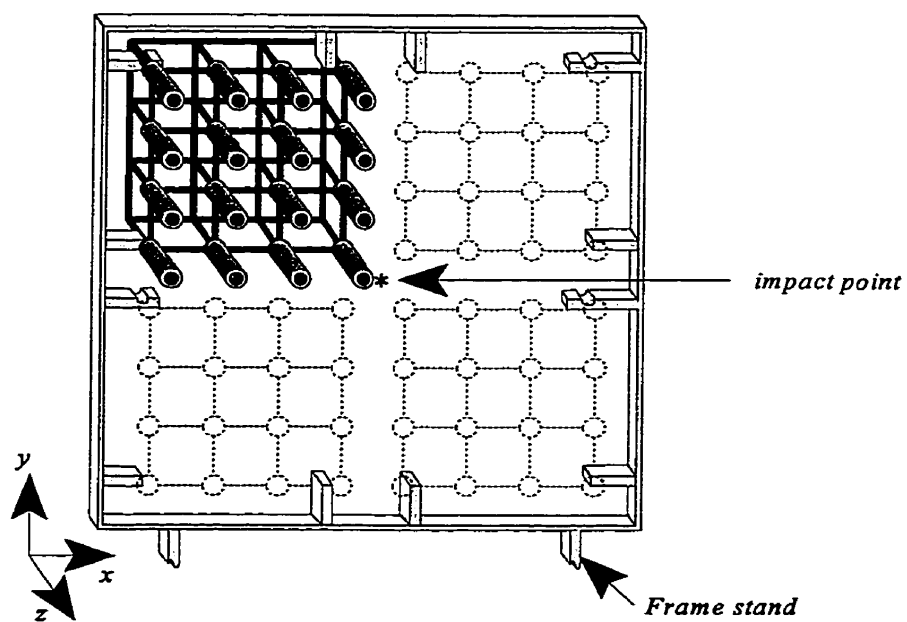
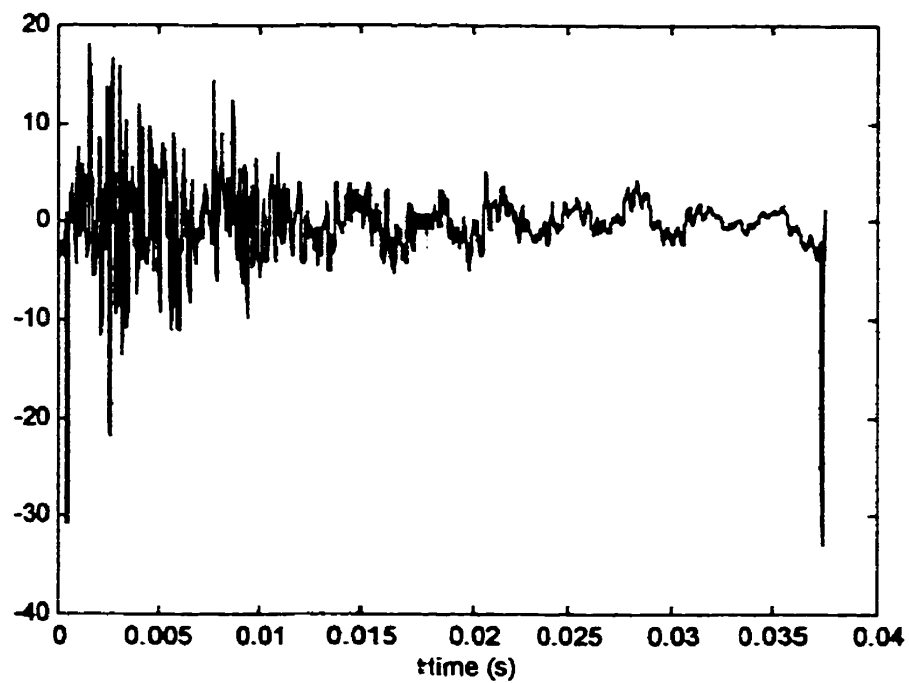
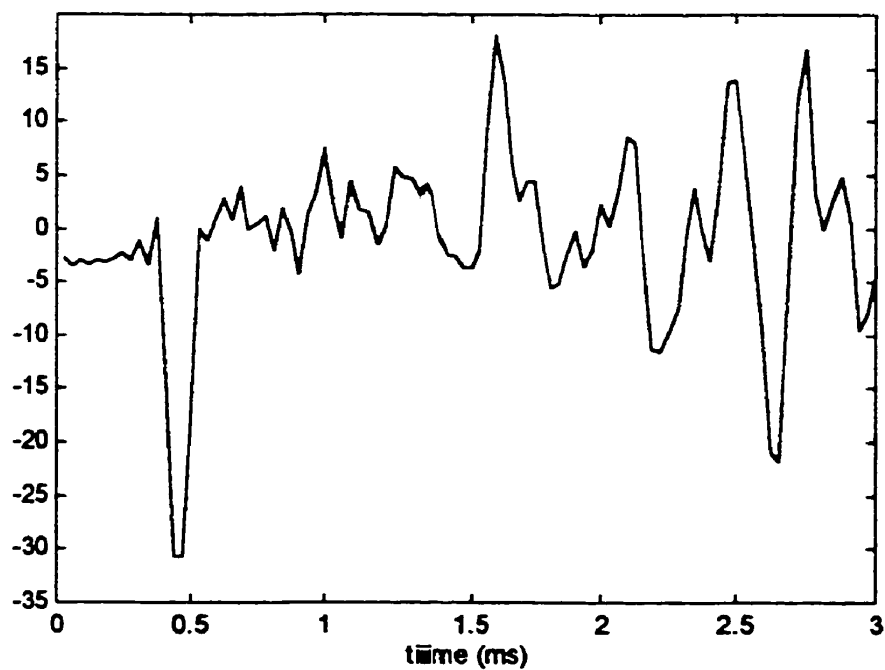


Figure C.3 : Microphone grid and 64 point measurement setup.

Figure C.3 : Grillage de microphones et cadre de positionnement.



(a)



(b)

Figure C.4 : Échantillon acoustique typique au centre du plan de mesure : a) échantillon complet; b) agrandissement de la partie initiale.

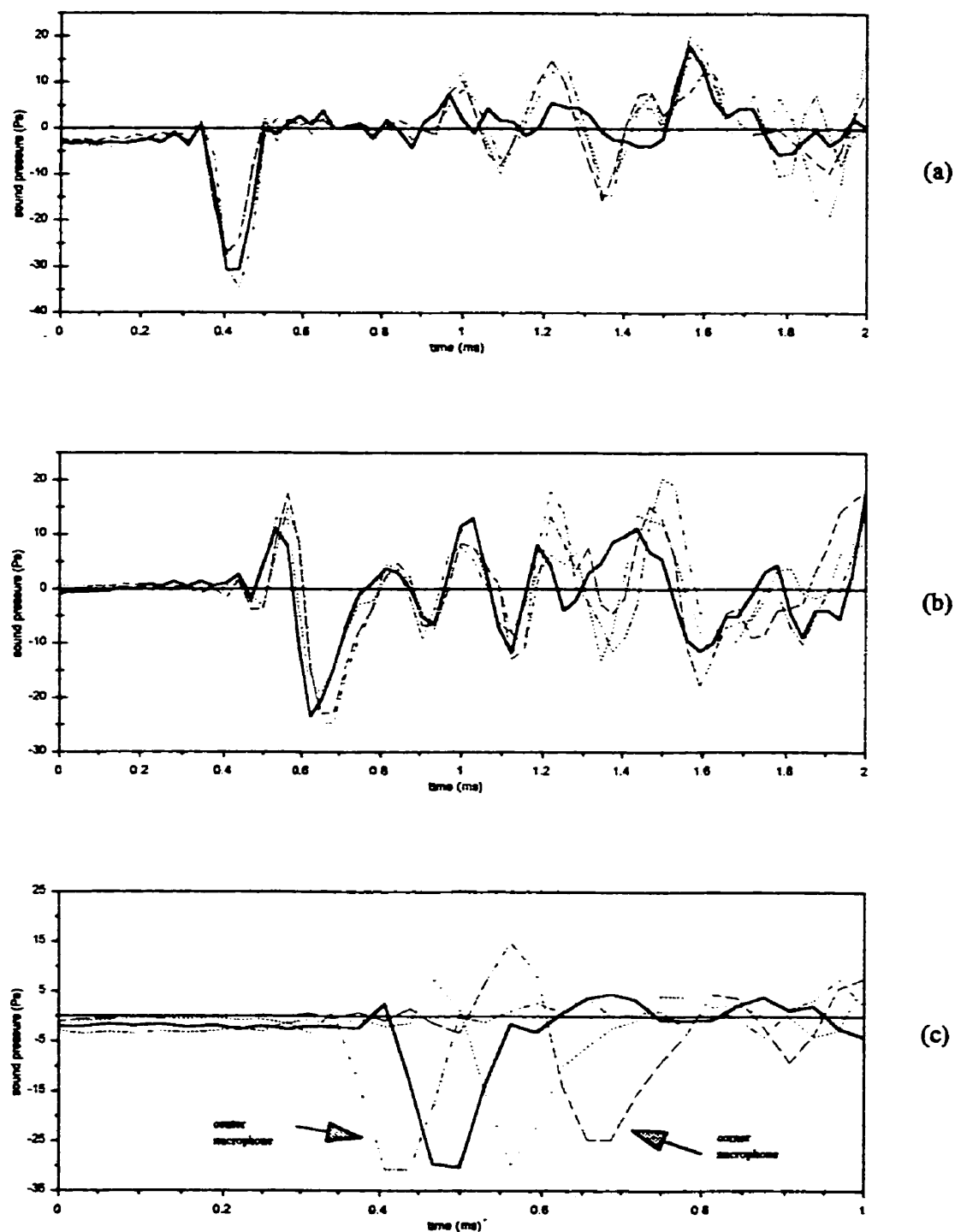
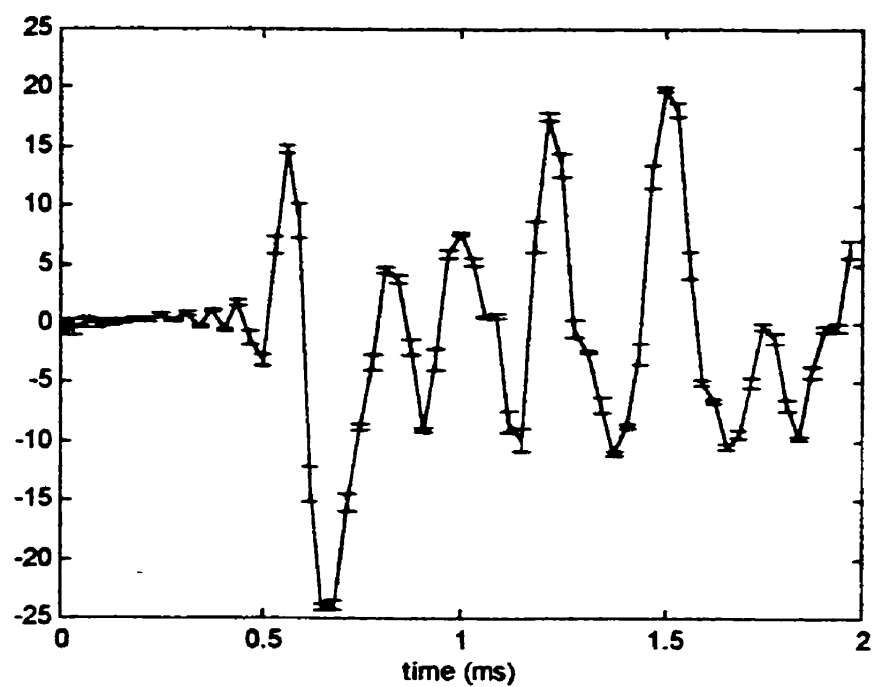
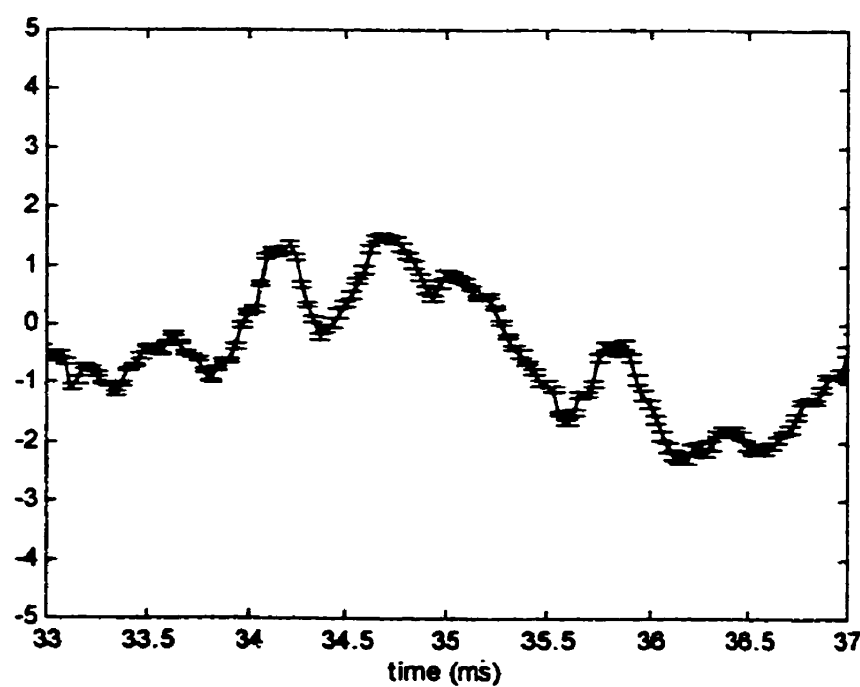


Figure C.5 : Début des signaux temporels mesurés : a) aux quatre points centraux du grillage de micros; b) aux quatre coins du grillage; c) aux quatre points reliant le centre du grillage et l'un de ses coins.



(a)



(b)

Figure C.6 : Moyenne et écarts types de 30 échantillons prélevés au coin du grillage de micros : a) début des signaux; b) fin des signaux.

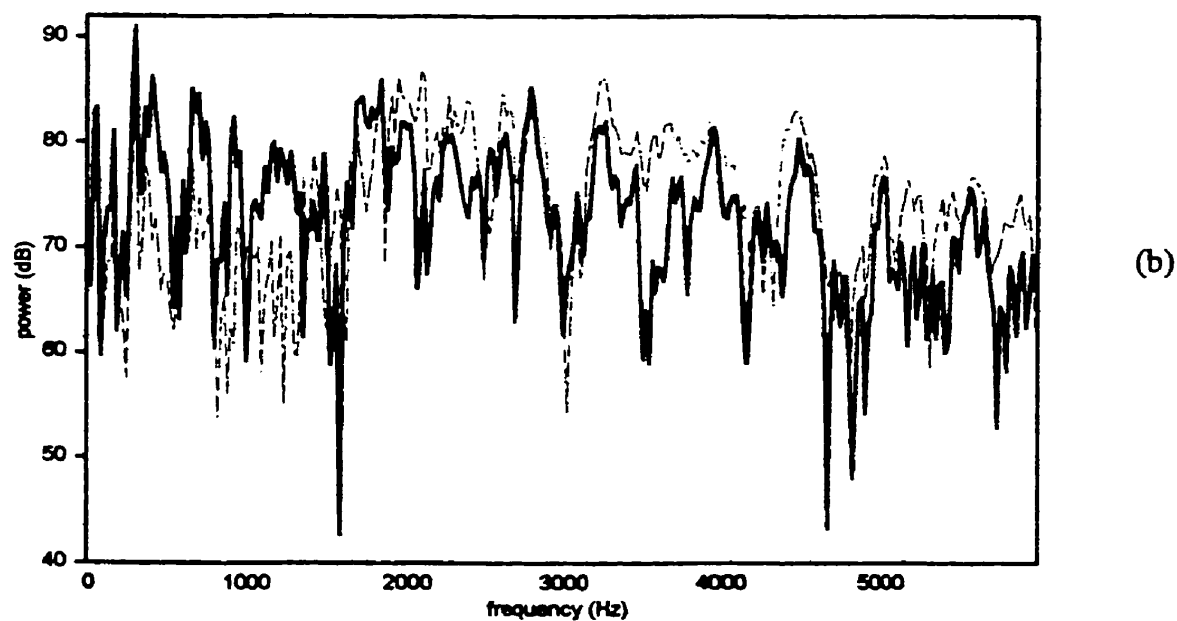
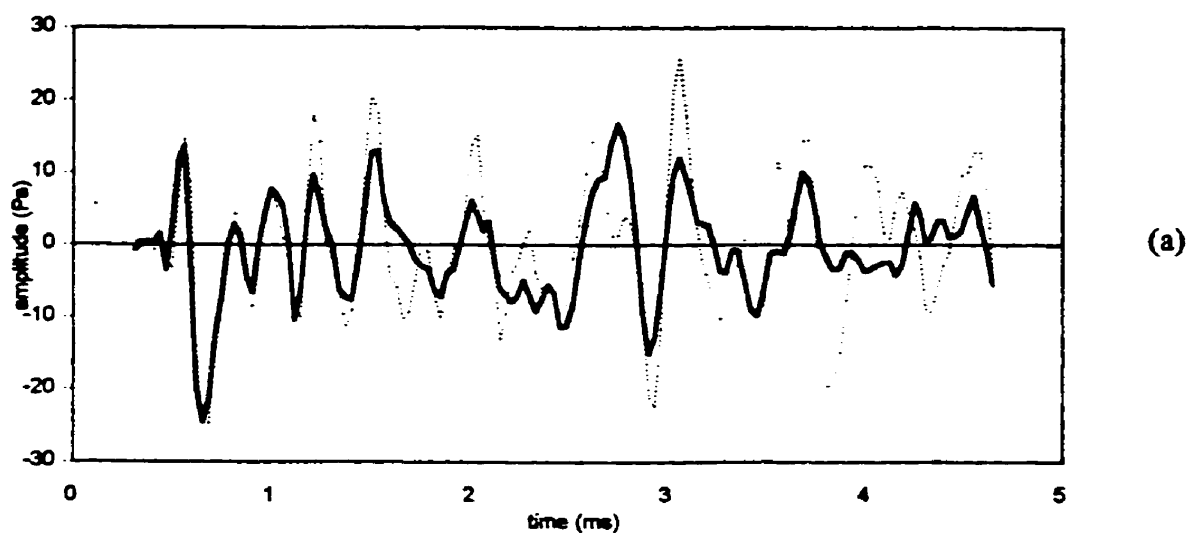


Figure C.7 : Échantillons acoustiques au coin du grillage (—) avec écran de mousse et (- -) sans écran : a) signaux temporels; b) spectres.

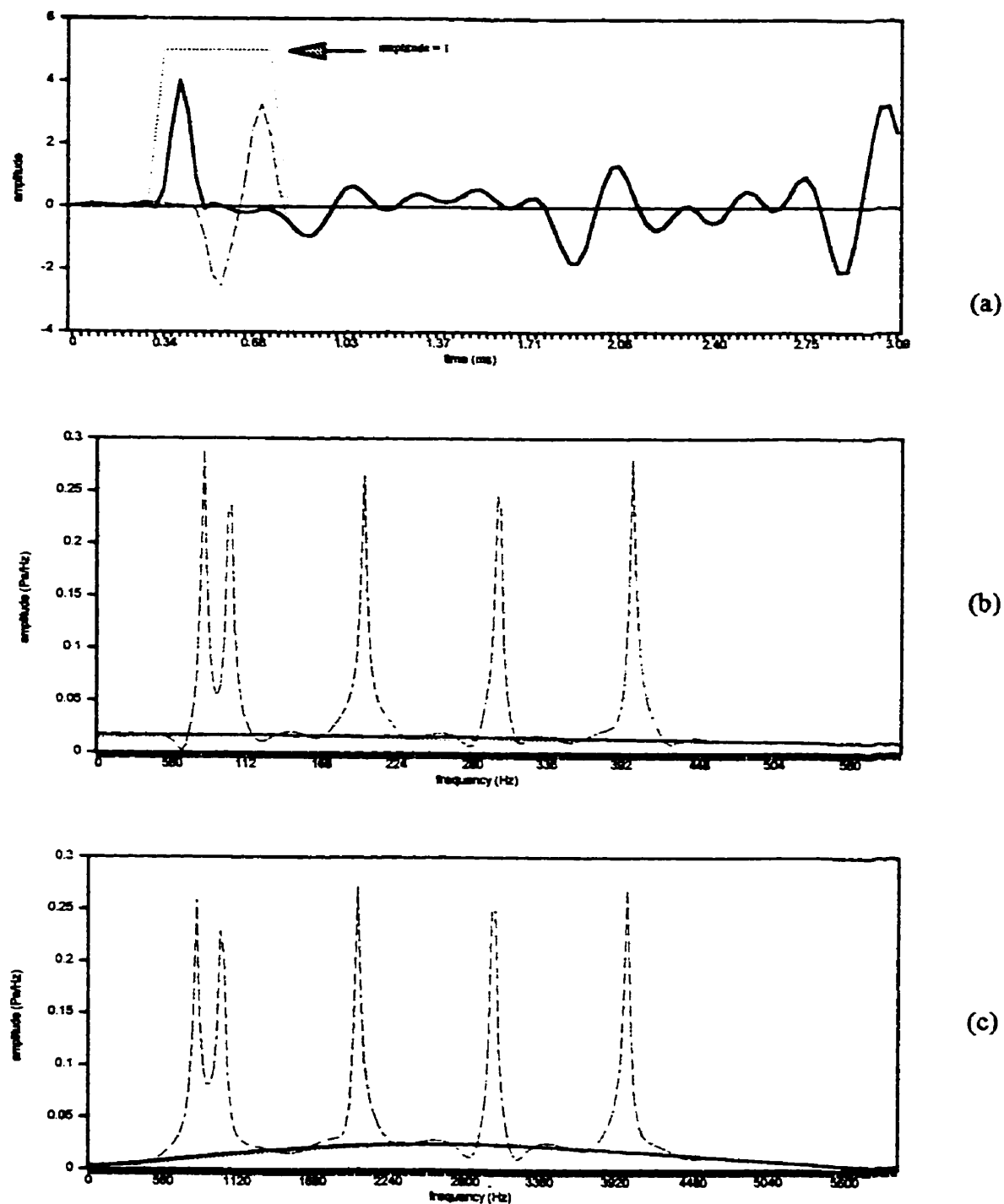


Figure C.8 : Effet d'une fenêtre temporelle sur les signaux de test : a) signaux représentant des mesures (—) au centre et (- - -) au coin du grillage; b) et c) spectres d'amplitude au centre et au coin du grillage (—) du signal original d'accélération, (- - -) du signal original complet et (···) du signal complet fenêtré.

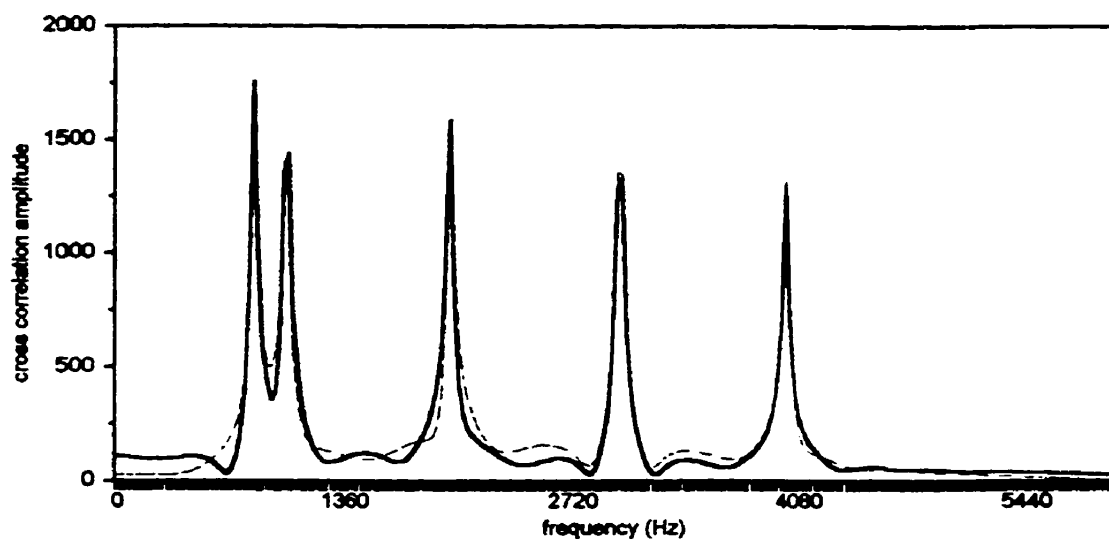


Figure C.9 : Amplitude spectrale de la corrélation croisée entre l'accélération près de l'axe de frappe et les signaux globaux (—) au centre et (- - -) au coin du grillage.

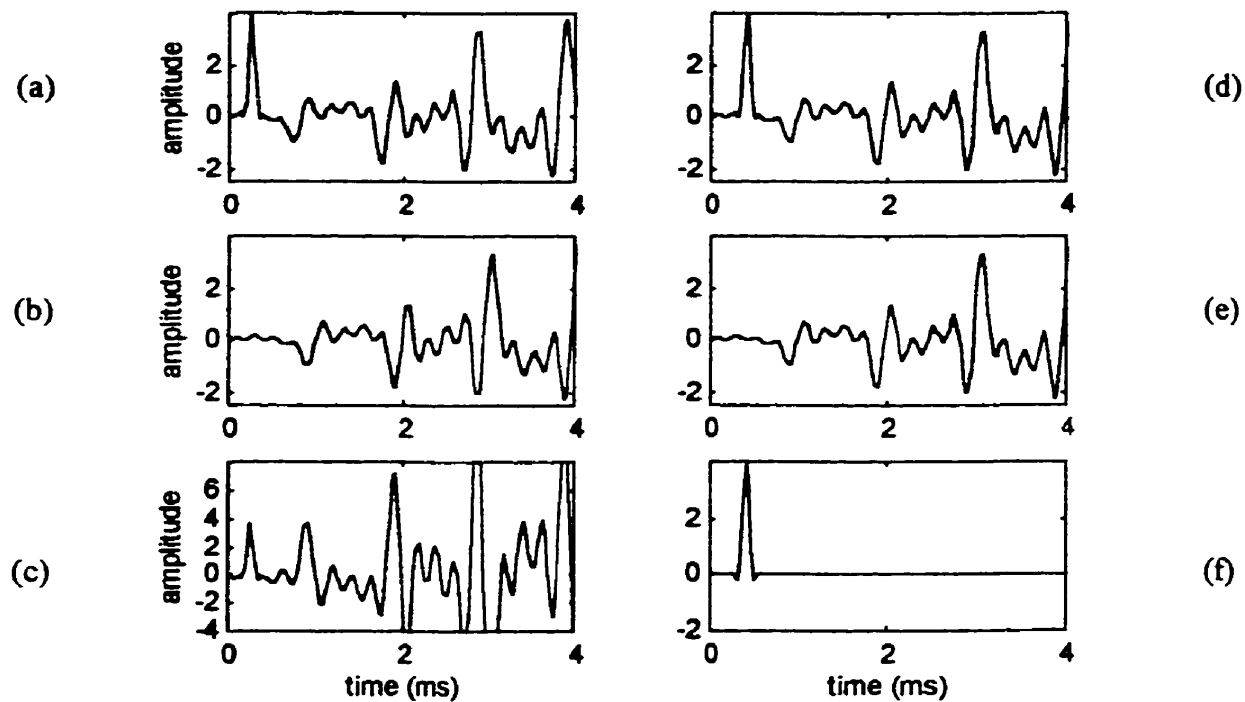


Figure C.10 : Signaux déconvolués : a) et d) signaux temporels complets avec et sans déphasage dans la réverbération; b) et e) signaux de réverbération isolés; c) et f) résultats de la déconvolution, avec signaux de réverbération déphasés et non déphasés.

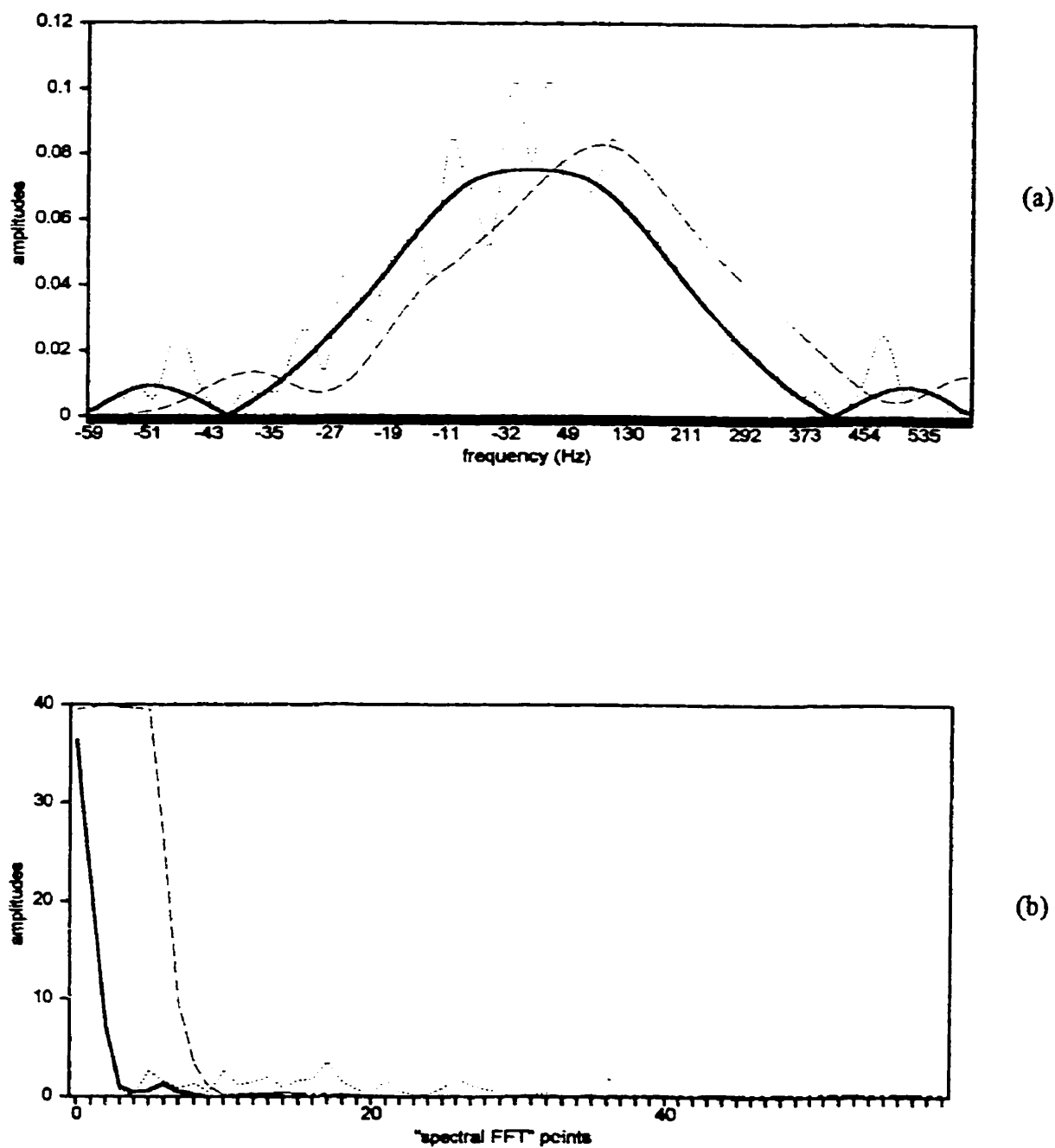


Figure C.11 : Utilisation d'un 'filtre spectral' : a) amplitude spectrale (···) du signal original, (—) du résultat escompté et (- - -) du résultat obtenu; b) 'spectre fréquentiel' (···) du signal original, (—) du signal escompté d'accélération et (- - -) du 'filtre spectral'.

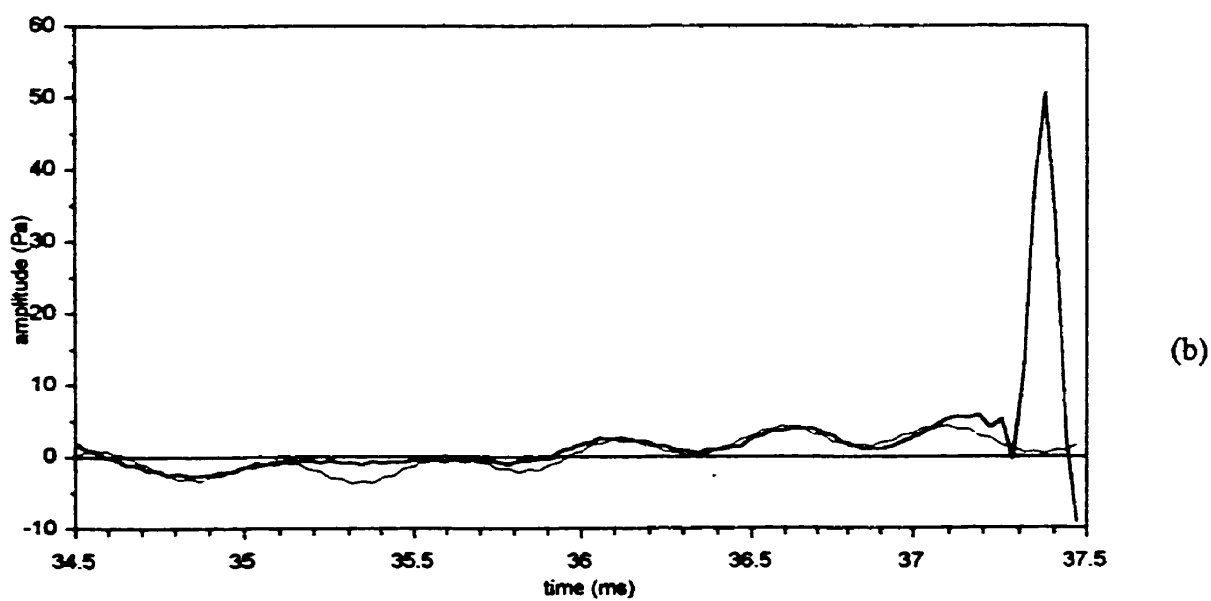
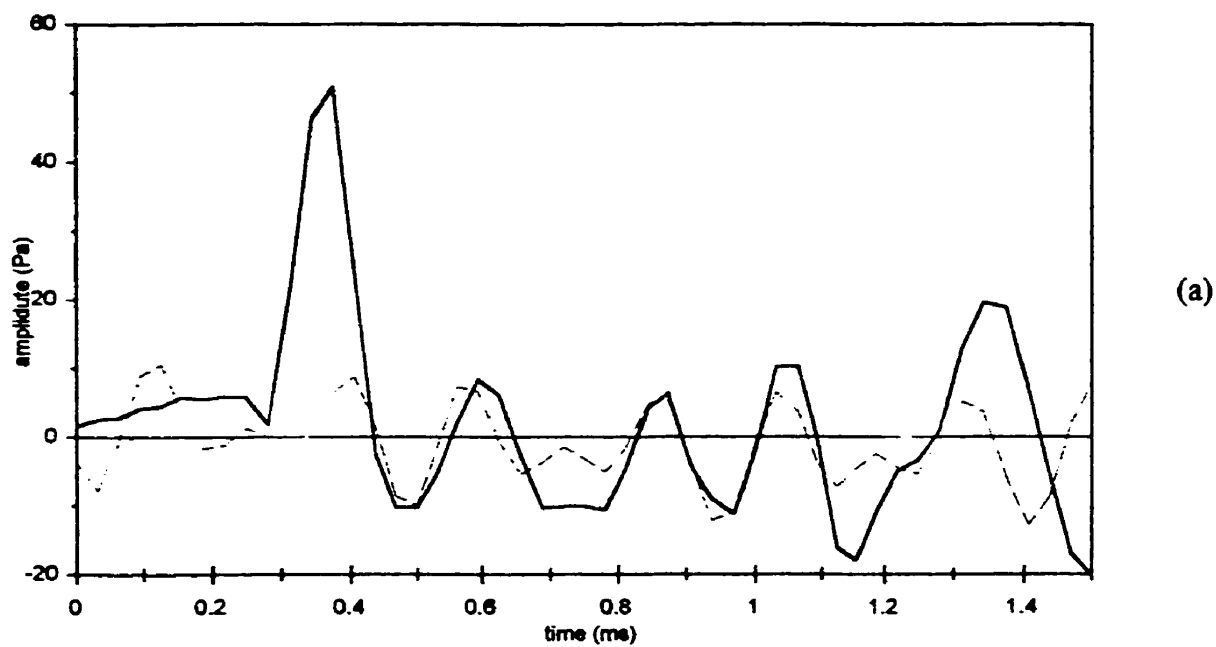


Figure C.12 : Signal reconstruit (---) à partir des fréquences prédominantes du signal mesuré (—) : a) début; b) fin de la réverbération.

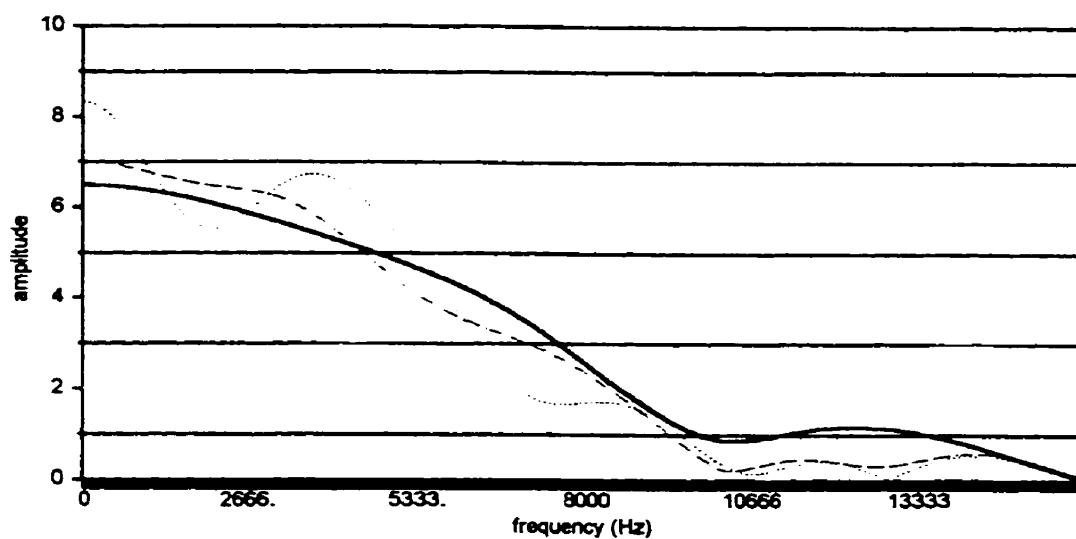


Figure C.13 : Spectres d'accélération (··) tel que mesuré et fenêtré au micro de référence; (- - -) tel que mesuré au micro de référence et corrigé par reconstruction; (—) tel que mesuré au micro du centre du grillage et isolé par simple fenêtrage (base de comparaison).

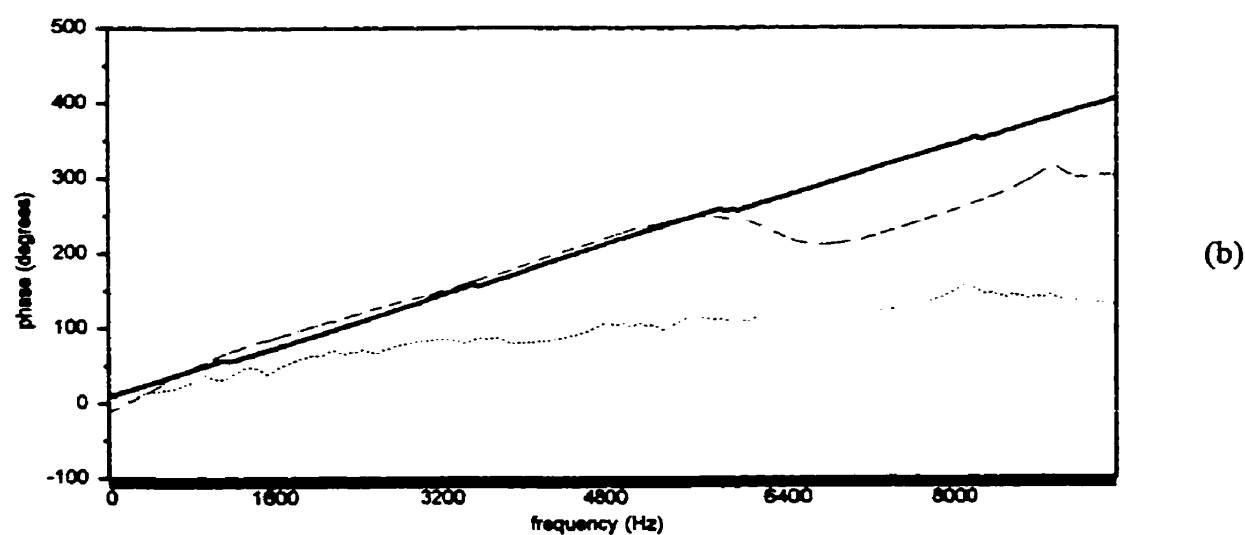
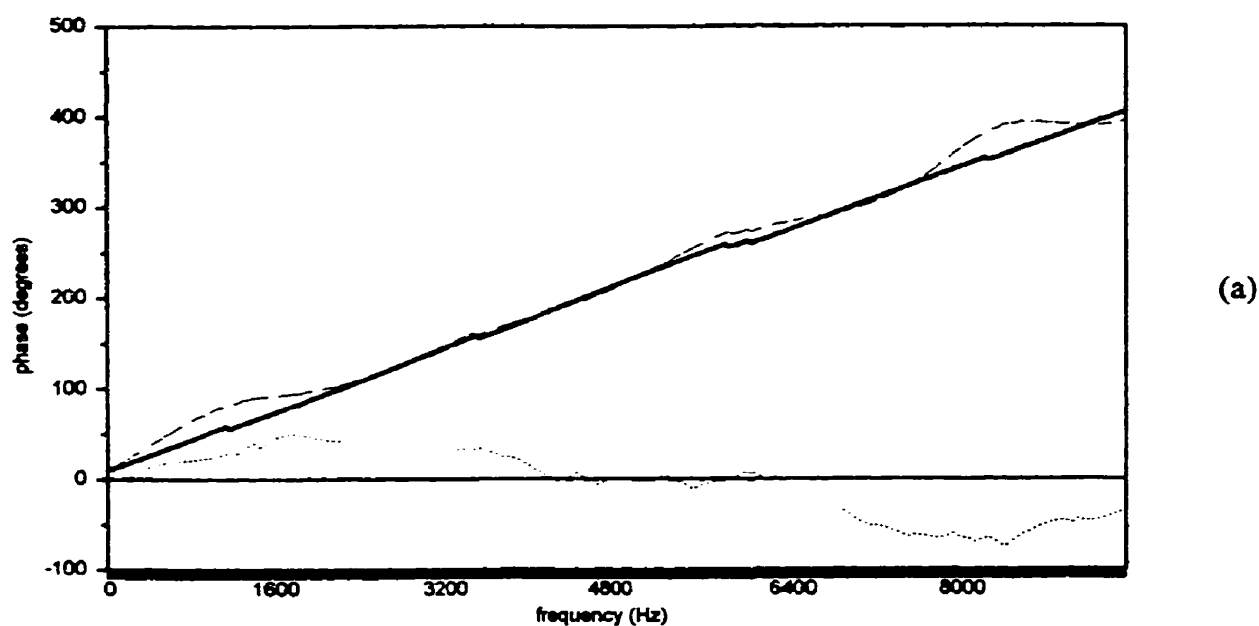
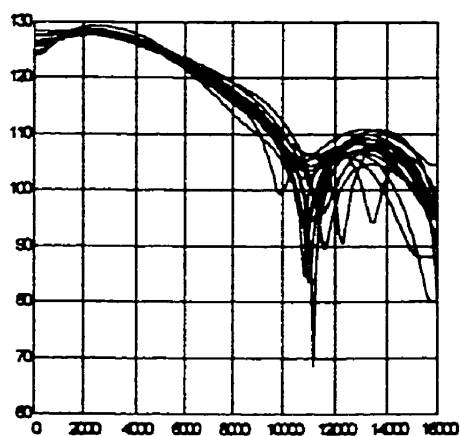
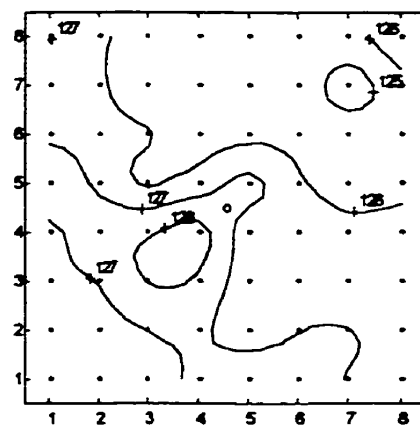


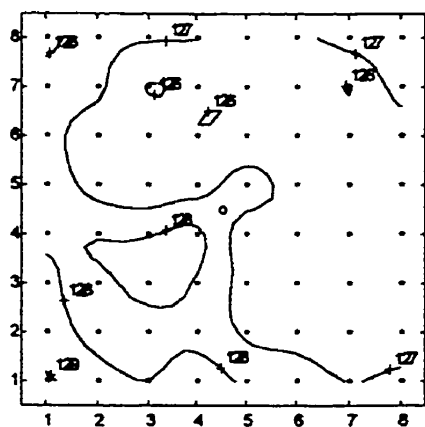
Figure C.14 : Spectres d'accélération avec une fenêtre de 0,94 ms (---) ou de 1,56 ms (···) à partir du début du signal ou avec une fenêtre de 0,34 ms (—) autour du pic de référence d'accélération : a) au centre du grillage; b) au coin du grillage.



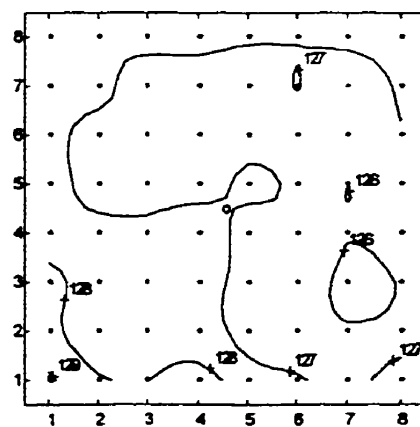
(a)



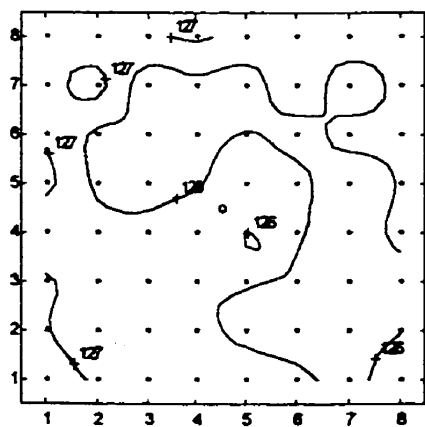
(b)



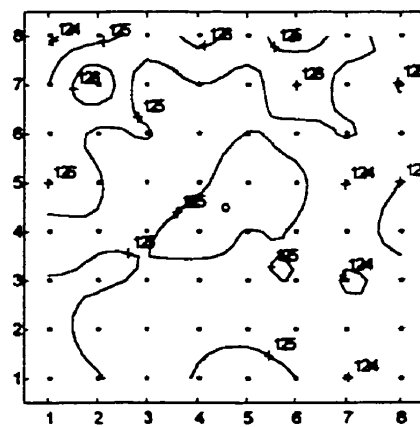
(c)



(d)



(e)



(f)

Figure C.15 : Courbes NPS de l'accélération dans le plan de mesure : a) spectres provenant d'un quadrant complet du grillage; b), c), d), e) et f) NPS à 1000, 2000, 3000, 4000 et 5000 Hz respectivement.

ANNEXE D : Article soumis**Benefits of Vac Damps over adhesive bonded damping pads for impact noise control**

a) Annie Ross*, b) Maurice Amram, c) Germain Ostiguy

a) École de génie, Université de Moncton, Moncton, New Brunswick, E1A 3E9, Canada. fax : (506) 858-4338. e-mail : rossa@umoncton.ca

b) Department of Physical Engineering, École Polytechnique de Montréal, CP 6079, succ. centre-ville, Montréal, H3C 3A7, Canada

c) Department of Mechanical Engineering, École Polytechnique de Montréal, CP 6079, succ. centre-ville, Montréal, H3C 3A7, Canada

ABSTRACT

Vac Damps, vacuum applied structural damping pads, were developed almost ten years ago. They were designed to fit the aviation manufacturing industry standards, and were meant to reduce the riveting impact noise on the assembly lines. To this day, few extensive researches have characterized their performance. In this work, the performance differences between Vac Damps and traditional, adhesive bonded damping pads are investigated. Experimental data was obtained from a simple structure, impacted by a rivet-gun simulating device. A 64 microphone grid allowed pressure contours to be calculated, on a plane parallel to the structure. The increased efficiency of the Vac Damps over traditional surface treatment is confirmed, on both the acceleration and ringing noises. Additional knowledge is gained concerning the effects of the pads on both the air and flexural wave components of the acceleration noise, their effects on the contact duration, and their influence on the shape of the impact noise field.

keywords : *impact, noise control, structural damping*

* Corresponding author

INTRODUCTION

Viscous damping is often used to reduce structural vibrations. In particular, surface damping treatments may be applied to sheet metal structures to attenuate both vibration and its associated acoustic field. Two types of surface damping are commonly used: extensional damping, where a free-layer viscoelastic pad is bonded to the structure, and shear damping, where the viscoelastic is constrained by a much more rigid metal layer. The second type has been proven to be more efficient than the first type [1].

In an attempt to reduce impact noises due to riveting in the airplane manufacturing industry, a vacuum applied, constrained damping pad was developed. It has been patented under the name “Vac Damp” [2]. Amram and Brooks have described their design and principle in a case history [3]. As opposed to the traditional adhesive bonded pads, this type of damping treatment boasts clean, quick and simple installation and removal. These characteristics are crucial for the use of damping pads in airplane assemblies, since the pads must be installed for the riveting sequence and removed afterwards, without altering the high tolerance surfaces.

Previous works have demonstrated the effectiveness of Vac Damps in attenuating the very high sound level to which the riveter is subjected. A first study has shown that a hard polyurethane layer provides more attenuation than soft polysulfide or Dyad-606 layers [4,5]. It also suggested that the pads did not affect the acceleration noise (associated with the sudden acceleration of the structure) as much as the ringing (associated with the natural vibration of the structure). A first paper on the subject stated that the global acoustic attenuation at the worker's ears may be as much as 6 dBA [3]. A second research has led to the conclusion that the Vac Damp not only is a practical means of structural sound attenuation, but is also more efficient than the adhesive bonded surface treatment [6]. It

suggested that Coulomb friction between the Vac Damp and the vibrating structure might explain the additional attenuation.

The above-mentioned experiments and analyses were performed at a single measurement point in the far field, 0.5 m from the impact point along the impact axis (perpendicular to the structure). This paper presents the results of measurements on a plane microphone grid, in the near field of the impact, with higher frequency resolution and increased analysis capabilities. The impact process was designed to simulate a realistic rivet gun action on a simple structure. Some previous observations are confirmed, such as the influence of the pads on the duration of the acceleration noise, as well as their influence on the acceleration noise and ringing levels. Time signal analysis adds valuable information on the nature of the acceleration noise and its propagation. Benefits of Vac Damps over adhesive bonded damping pads are reported from frequency spectra analysis and pressure level contours.

EXPERIMENTAL SETUP

The experimental setup included a baffled, 4.8 mm thick, rectangular aluminum plate, vertically positioned and simply supported at all edges by a rigid steel frame. A 27 Hz cyclic ball-ended hammer, developed for a research on acceleration noise, was used to simulate the action of a rivet gun on the plate, without damaging its surface [7]. An 8 x 8 microphone grid, a reference microphone, a computer based data acquisition system and a newly developed “data harmonization” procedure were used to obtain and treat numerical samples of the noise field [8]. (The “data harmonization tool” ensures phase synchronization of the data, as well as amplitude normalization.) Since the microphone grid was placed at 50 mm, parallel to the plate and centered around the impact axis, the near field noise was studied.

Grid resolution was 30 mm.

Rectangular Vac Damps were constructed under the same principles as the patent and previous experiments [2-5], except without handles. A 6.4 mm thick RhinoHyde (polyurethane) layer was bonded to a 1.5 mm 6061-T6 aluminum plate, using Loctite Superbond 495. The vacuum line connector was placed in the center of the pad, and an air gasket was wrapped around the edge, in order to achieve a 92 kPa vacuum. The 282 mm by 395 mm pads were placed 25 mm on each side of the impact point, ensuring a 40% surface coverage of the 609.6 mm by 914.4 mm plate, as illustrated in figure D.1.

Adhesive bonded damping pads (later referred to as the “adhesive pads”) were also used for comparison. These were made identical to the Vac Damps, with the air gasket, but without the vacuum line connector. They were fastened to the plate at the same locations as the Vac Damps, using Loctite Superbond 495 over their entire surface.

For both types of pads, the plate underwent transverse impacts at its center. Data acquisition was performed simultaneously on an eight microphone basis and processed with the “data harmonization tool”. 1200 data points were collected at a 32 kHz frequency and time-averaged over 30 samples. Each sample (37.5 ms duration) thus covers an entire impact cycle (37.0 ms). Automatic triggering and pre-sampling allow the samples to begin at much the same point within the impact cycle, just before the acceleration burst. Appropriate time windowing is used to reduce leakage. The following section presents and compares results obtained from experiments on the two configurations: the “vacuum” and “adhesive” configurations, which represent the use of Vac Damps or adhesive bonded damping pads, respectively.

EXPERIMENTAL RESULTS AND DISCUSSION

Time pressure signals

The averaged time signals over the entire samples' length, as measured at the center of the microphone grid (near the impact axis), are displayed in figures D.2 (a) and (b). Both configurations exhibit the three important aspects of an impact's acoustical signal : the acceleration signal, short and intense, followed by the ringing, which lasts until the next impact, and the damping effect, which causes the attenuation of ringing with time. Both experimental configurations (adhesive and vacuum) present the same trend. The acceleration peak is much higher than any of the ringing peaks; however, it is somewhat lower (2 dB) when Vac Damps are used instead of adhesive pads. The ringing amplitude is similar at the beginning of the signal, but Vac Damps seem to reduce low frequencies more effectively, as can be seen in the second half of the signals.

A graphical zoom on the first 2 ms of the signals reveals more information on the initial impact noise. Near the impact axis (figure D.2 (c)), acceleration appears as a distinctive negative peak, immediately followed by a wider positive crest and by an oscillating signal, ringing. The initial negative peak results from the acceleration of the plate's impact area, due to the hammering force. (It should be noted that the hammer and the microphones were located on the same side of the plate; the plate's relative motion with respect to the microphones is thus negative.) Its duration may be approximated to 0.14 ms for both configurations. Since the acceleration of the plate only lasts while the hammering force exists, it can be deduced that the pads' anchoring technique does not affect the contact duration. Referring to the Hertz law of contact, this implies that neither the local Young's modulus nor the Poisson ratio of the plate-pads system significantly vary from one fastening method to the other [9]. The second crest, of lower amplitude and longer duration than the

first peak (~ 0.2 ms), is positive and results from a partial rebound of the plate's deformed area. This phenomenon is not present in a bare plate, the impact point of which stays still between the end of contact and the return of the flexural wave, bounced off the plate's supports [7,9]. An increased elastic force at the edges of the deformed area comes from the nearby damping pads, which act as springs. Incidentally, the duration of this spring-damping reaction happens to be very close to the half-period of a simply supported plate's first mode, when its dimensions are similar those of the in-between-pads plate area ($f_1 = 4750$ Hz) [9]. Since it results from a local acceleration behavior, the acoustic crest must be considered as part of the acceleration noise. In the impact axis, the total acceleration noise duration is approximately 0.34 ms, for both the vacuum and the adhesive configurations. Again, the local elastic behavior of the plate is analogous for both configurations.

The first 2 ms of the measurements at a grid's corner microphone (72° from the impact axis) show that the propagation of the acceleration sound is done through the combination of a dispersive, flexural shock wave and a compressive air wave, as expected [10]. In this case (figure D.2(d)), the acceleration noise at the microphone (including both air and flexural components) is thought to last for about 0.52 ms and 0.81 ms, for the vacuum and adhesive configurations, respectively. This result is in agreement with Scurtu's, who determined the acceleration signal's duration for the same two configurations, but with the pads covering 12% or 70% of the plate [6]. Scurtu's microphone was placed on the impact axis, but in the far field, so that the measurements included the effects of the flexural wave front. Figure D.3(a) shows how the two sets of results fit together, confirming that the signal's duration is shorter when Vac Damps are used. Strangely, the measured durations approach that of the bare plate (~ 0.31 ms) in the far field, as the pads surface increases [6]. There are three possible causes for this evolution. First, the rebound duration may become

shorter as the pads' size increases (to be discussed in a future paper), thus reducing the acceleration wave's duration. Second, flexural wave speed may increase with the pads' dimensions, therefore reducing the acceleration wave's propagation time (also discussed in a future paper). Finally, since the pads are known to dampen the flexural waves [6], the acceleration wave's amplitude would fall lower, during the in-plate propagation, when large size damping pads are used, simply because it faces damping during a longer travel distance. It would make the noise wave apparently shorter in the far field. (This hypothesis is to be validated with additional experimental data.)

Figure D.2(d) also reveals how the acceleration wave shape is affected by the pads' bonding technique. The Vac Damp configuration shows a typical flexural shock wave signal, as dispersed from the one measured in the impact axis (negative peak followed by positive crest). The characteristic M-shape indicates that the dispersion is undisturbed. The adhesive configuration, on the other hand, exhibits a "non-standard" negative peak, at 0.87 ms in figure D.2(d). This is 0.61 ms after the plate's transverse velocity peak, if this one is considered to happen $0.054 \text{ m} \div 343 \text{ ms}^{-1}$ before the acoustic peak at the center-grid microphones. (The sound speed in air, $c = 343 \text{ ms}^{-1}$, was evaluated in-situ, based on the frequency spectrum phase shift of a test signal between two spatial points.) This acoustic peak is likely to be that of an air propagated wave (as opposed to the air and flexion propagated wave) not present in the Vac Damp configuration. It would indicate that for the adhesive configuration, part of the acceleration energy is suddenly ejected from the plate. This could happen when the flexural wave reaches the edge of the damping pads. In effect, the plate and pads act as one through a rigid interface, so their local flexural wave speed is increased. This velocity is calculated as follows:

$$c_o = (\pi f h_o)^{1/2} \left[\frac{E_o}{3\rho_o(1-\nu_o^2)} \right]^{1/4}$$

where h_o , ρ_o , E_o and ν_o are the thickness, density, Young's modulus and Poisson ratio of the plate and f is the frequency in Hertz. It is independent of the plate's dimensions. For the adhesive-padded plate, the mechanical properties are taken as those of 3-ply (aluminum-polyurethane-aluminum) laminate. The velocity is almost 1.5 times that which locally exists in the bare areas of the plate. When the sub-critical components imparting from the impact point travel through and above the locally bare plate and hit the pads' edge, some must become super-critical, due to change of flexural wave speed. Obviously, the air part of the wave may not reenter the plate and its direction must change. Thereon, part of the wave components that exist between the bare plate critical frequency,

$$f_{cr} = \frac{c^2}{\pi h_o} \left[\frac{3\rho_o(1-\nu_o^2)}{E_o} \right]^{1/2} \approx 2500 \text{ Hz} ,$$

and the plate-pad critical frequency (~ 1300 Hz when the properties of a 3-ply laminate are used) undergo a change in direction and become air waves instead of flexural-air waves. Numeric simulations have shown this hypothesis to be realistic: they have confirmed the likeliness of the increased flexural wave velocity due to the presence of adhesive bonded pads, as well as that of the 343 m/s propagation speed of the 1300-2500 Hz band. Consequently, one may conclude that while the bonding technique does not seem to affect the plate's initial response to the impact, the use of adhesive bonded pads, and not Vac Damps, significantly alter the propagation of the disturbance.

Global acoustic radiations

The global sound includes both the acceleration noise and the ringing. The global sound spectra have been calculated, using an FFT procedure, and compiled in third octave bands. In both cases (adhesive and vacuum pads), the energy distribution over the 0-16 kHz frequency range indicates that most of the acoustic energy is contained within the 0-6300 Hz bands. The overall measured energy at the center-grid microphone is 105.5 dB and 107.7 dB for the vacuum and adhesive configurations, respectively. This implies a 2.2 dB attenuation of the Vac Damps over the adhesive pads, on the impact axis. Figure D.3(b) reflects how this data conforms with Scurtu's, near the impact axis. The four data points have been linearly approximated as follows:

$$\Delta_{\text{noise}} = 0.069 \times \text{PC}$$

where Δ_{noise} and PC are the global noise difference (dB) and the pad coverage (%), respectively.

This confirms the general tendency that Vac Damps are more effective than glued pads, for global sound attenuation [4-6]. It also seems to indicate that this added efficiency of the Vac Damps would linearly increase with the size of the damping pads.

At the corner-grid microphones the overall energy is measured to be 104.2 dB and 105.7 dB for the vacuum and adhesive configurations, respectively. This 1.5 dB difference denotes that the sound pressure level difference diminishes, as the measurement point leaves the impact axis. It serves as another evidence that not only the ringing, but also the acceleration noise, which must be stronger in the vicinity of the impact axis, is affected by the bonding technique [10].

The amplitude differences, in third octave bands, are presented in figure D.4, for the center-grid and corner-grid measurements. It can be seen that the vacuum configuration is

much more effective (up to 9 and 12 dB less than the adhesive configuration) in the low frequency bands (800 Hz and under) in both measurement positions. This correlates with the observations cited for the time signals. It also goes along the theory that slippage occurs at the pad-plate interface. The longer the flexural wavelength, the more important the shear force at the interface, and the larger the relative displacement between the two faces. Consequently, this mechanism dissipates more energy at low frequencies than at high ones. In the latter position, the adhesive configuration is more effective (up to 10 dB) at high frequencies (2000 Hz and up), confirming that shear within the viscoelastic material is more important when the pads are glued.

These results concur with Scurtu's ringing attenuations. In two configurations (8% and 12% plate coverage from the pads), adhesive bonded pads had performed better at higher frequencies ($f \geq 1600$ Hz), and Vac Damps had behaved better at lower frequencies ($f \leq 1250$ Hz). The larger pads (70% coverage) had presented the same trend, except with a cutoff frequency around 4000 Hz and a mixed effect at the lowest frequencies ($f \leq 1250$ Hz) [6]. As for the global sound attenuations, Scurtu's results indicated that large Vac Damps (70% plate coverage) had generally been more efficient in the high frequency bands ($f \geq 1600$ Hz) and that the smaller pads' efficiency stood in the low frequency bands ($f \leq 1250$ Hz). The 40% coverage pads herein examined thus precisely followed the smaller pads' trend. (Scurtu has suggested that a rigidity increase, due to the size of the pads, was the cause for the behavior shift in the 70% coverage configuration.) The impact energy and the measurement positions may account for some of the variation in the above large pads (70% coverage) results. In effect, although no time signals or frequency spectra were presented in Scurtu's document, it may be assumed that less low frequency energy was produced by the 0.06 ms duration contact (the contact duration in the present research is 0.15 ms). Since less energy was

produced in the low frequencies, it may not have been possible, at the time, to demonstrate by how much the Vac Damps were superior to the adhesive pads, in that domain. In addition, Scurtu's far field measurements could not account for the evanescent waves that exist only in the near field. Only the high frequencies (above coincidence) could fully be measured and exploited by that setup. Again, this may have hindered the ability for a full understanding of the Vac Damps capacity over the adhesive pads, in the low frequency domain.

Pressure contour plots for each third octave show that the natural modes of the plate produce a major part of the acoustic field in the low frequency bands, especially when the damping pads are adhesive bonded. Figure D.5 eloquently illustrates the phenomenon. For the vacuum configuration (fig.D.5(a) and (d)), the global noise level contours are concentric about the impact axis (located on the $\{0,0\}$ coordinates), indicating that the acceleration noise prevails in the 160 and 315 Hz bands. For the adhesive configuration (fig.D.5(b) and (e)), contour lines are almost parallel to one another, the amplitude being maximum at the center of the plate. The curves are aligned with the single natural mode of the plate in the respective frequency band. The radiation from natural modes (1,3) in the 160 Hz band and (3,1) in the 315 Hz band seems to take over the acceleration noise. This can be seen for low frequency modes, for which the radiation pattern is simply identified. Figure D.5 (c) and (f) locate the vibration nodes and the microphone grid on the plate, representing modes (1,3) and (3,1) respectively.

Acceleration noise

The acceleration signals were identified and isolated using the time windowing technique described in another paper [7]. For each signal, the window is fitted to include a

maximum of acceleration energy and a minimum of ringing. The wide-band amplitude spectra were typical of single pulse time signals, with most of the energy contained within the 0-8000 Hz band. The center-grid microphone spectra, in figure D.6(a), show a maximum amplitude at 2400 ± 500 Hz. Incidentally, the frequency associated with the plate's total acceleration signal ($1 / 0.34$ ms) is around 2900 Hz.

The corner-grid signals (figure D.6(b)) exhibit sharp amplitude valleys at approximately 5600 and 8700 Hz for Vac Damp configuration and 6500 Hz and 9200 Hz for adhesive configuration. No such valleys were detected in the unpadded plate spectra, where the sound amplitude decreased gradually, up to about 11 kHz, for all measurement positions [7]. (The microphones' response is known to be linear up to 10 kHz.) This type of response (with sharp valleys) is similar to that of a rib-stiffened plate [11]. These observations suggest that the viscoelastic pads "filter-out" some specific frequency bands of the flexural wave. They correlate with two of Scurtu's results [6]. First, the increased effects of Vac Damps (as compared to adhesive bonded pads) on the flexural wave propagation is very important in a frequency band approximately 2000 Hz wide. In Scurtu's results, this band was located around 3000 Hz for large pads; in figure D.6(b), it is located around 5600 Hz. The difference in central frequency is due to the size of the pads, which were larger for Scurtu's. This band is followed by another where adhesive bonded pads more efficiently reduce the flexural wave propagation, as opposed to Vac Damps. It is approximately 2000 Hz wide and is followed by a third band where Vac Damps, again, have more influence on the wave propagation. The amplitude differences between the vacuum and the adhesive configurations are thus equivalent to those observed by Scurtu. Second, Scurtu has suggested that the damping capacity of the Vac Damps is different from that of the adhesive bonded pads', due to the interfacial micro-friction. He also showed that the natural frequencies for the Vac Damp

configurations were lower than those for the adhesive bonded pads configurations [6]. In effect, possible slippage at the pad-plate interface would reduce the system's rigidity and possibly augment its damping factor, especially at low frequencies. If the pads are treated as filters acting on the flexural wave, then, a rigidity decrease (or damping increase) would turn out as a lower cutoff frequency. This is equivalent to what is being observed in figure D.6(b) : the spectral valley positions are at lower frequencies for the Vac Damps than for the adhesive configuration.

At the center-grid position, the global acceleration noise for the vacuum configuration is approximately 2 dB lower than that for the adhesive configuration. This concurs with Scurtu's findings, that stated that the excess attenuation of the Vac Damps on the acceleration noise is of the same order of amplitude as that of the global noise, for wide coverage pads (70%). At the corner-grid position, the global acceleration noise difference is only 0.2 dB between the two configurations. The noise attenuation, from the center-grid to the corner-grid positions, is thus somewhat better for adhesive pads than for Vac Damps. This observation suggests that the acceleration noise field would be slightly more focused along the impact axis when adhesive pads are used, rather than Vac Damps.

Pressure contour curves were plotted for the global acceleration noise, including both the air and flexural shock wave components. For each configuration, figure D.7 shows that the noise field is relatively concentric about a maximum amplitude point, very near the impact axis. For the adhesive configuration (figure D.7(b)), the in-plane gradient is more important than for the vacuum configuration, particularly in the vertical direction. It confirms that the field is more focused along the impact axis. The center-plane amplitude, for the adhesive configuration, is 2 dB higher than the vacuum's, but their plane edge amplitudes are comparable, as was observed in figure D.6. On the vertical scale, the

minimum amplitude exists at about 88 mm from the maximum amplitude point, or 60° from the maximum amplitude axis. This could result from a pressure amplitude cancellation, due to the deflected air wave mentioned hereinbefore. If this air wave and the flexural-air wave reached this position with a large phase angle, their effects would be annulled. Cray has also observed such amplitude lows, but did not mention any possible cause [11]. This phenomenon would be worthy of further investigations.

CONCLUSION

This work corroborates some previously defined tendencies, such as the duration of the plate's acceleration noise, under the influence of vacuum or adhesive bonded damping pads. It does become longer as the dimensions of both types of pads decrease, particularly with the use of adhesive pads. The higher damping capacity of the Vac Damps at low frequencies (2 dB difference over the entire frequency range, and up to 12 dB in the lower third octave bands), and their attenuating effect on the acceleration noise, on the impact axis, are also verified (2 dB overall difference). These results are substantiated with more specific findings on the comparative effects of Vac Damps and adhesive bonded damping pads over the impact noise.

Contact duration was estimated from the near field acoustic measurements in the impact axis. It is not affected by the fastening method; the local mechanical properties in the contact area of the plate (Young's modulus, Poisson ratio) are deemed identical for both types of pads.

Time-signal analysis has demonstrated that the initial plate acceleration is followed by a rebound, caused by a pull-back force from the pads. This rebound is similar for both types of pads and prolongs the duration of the acceleration noise, as compared to that of a

bare plate. For both configurations, it has been confirmed that the acceleration noise is mainly propagated through a dispersive shock wave; however, propagation in the adhesive configuration also seems to contain a deflected air wave. It was determined that the duration of the acceleration noise, as had been measured in the far field in previous experiments, did include the radiation produced by the shock wave propagation within the plate and in the air. The duration increase is more important when small pads are used rather than large ones and is especially significant when vacuum applied pads are used, possibly due to the presence of a low velocity air wave.

The acceleration noise field is relatively concentric in both configurations, but seems more focused along the impact axis when adhesive bonded pads are used. In this case, the field also presents a low apparent energy at a 60° vertical angle from the impact axis.

Low frequency ringing is much more important when adhesive pads are used. In some cases, the near field global noise may be related directly to the modal shape of the structure.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by the Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche, and equipment was financed in part by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada. The work was performed while A.R. was affiliated with the Department of Mechanical Engineering of École Polytechnique de Montréal.

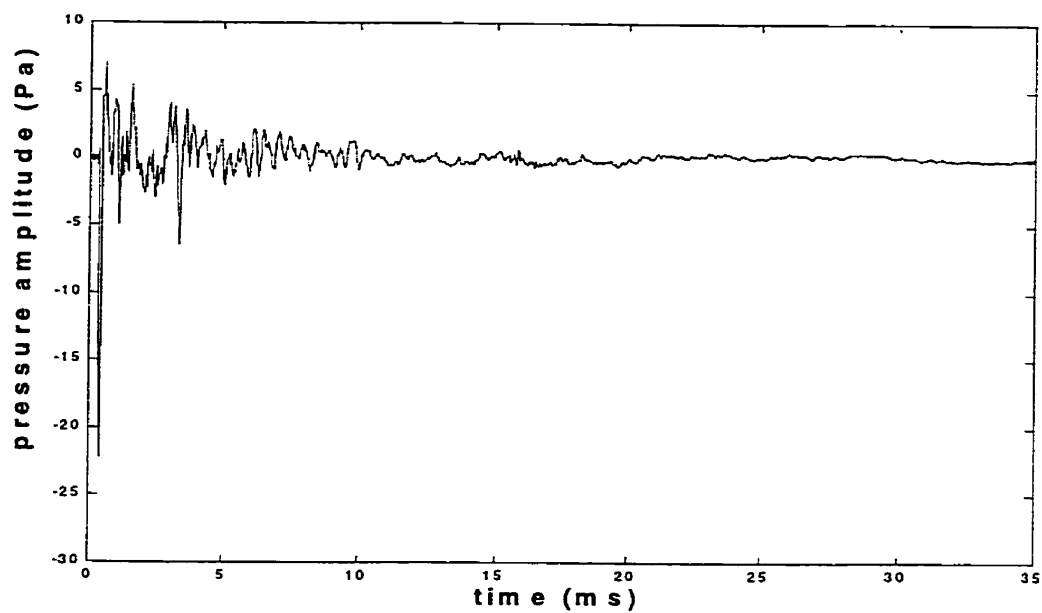
REFERENCES

- ¹ Nashif AD, Jones DIG, Henderson JP. Vibration Damping. N.Y., John Wiley & Sons, 1985.

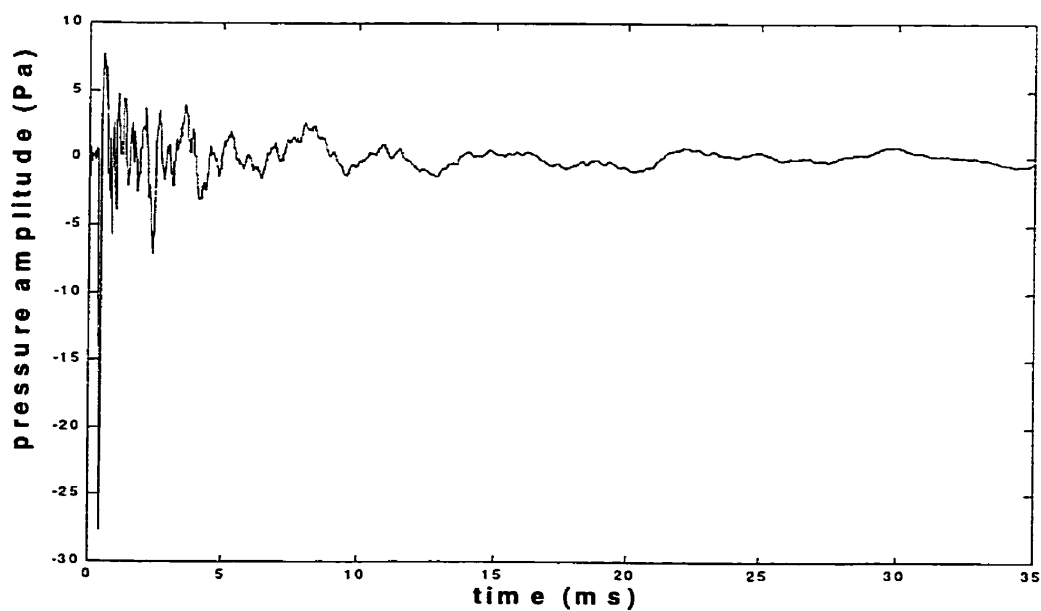
- ² Brooks GE. Noise Reducing Tool and Method. U.S. Patent No. 4,976,334, December 11, 1990.
- ³ Amram M, Brooks, GE. Case history: Noise control in airplane manufacturing. *Noise Control Engineering Journal* 1996;44(4):193-199.
- ⁴ Amram M, Ostiguy G, Lahlou R. Contrôle des vibrations engendrées et du bruit rayonné par les marteaux riveteurs dans l'assemblage aérospatial. Rapport d'étape pour l'IRSST, projet N/D RS-91-25. Montréal, 1993.
- ⁵ Amram M, Ostiguy G, Lahlou R. Contrôle des vibrations engendrées et du bruit rayonné par les marteaux riveteurs dans l'assemblage aérospatial. Rapport final pour l'IRSST, projet N/D RS-91-25. Montréal, Canada, 1994.
- ⁶ Scurtu PR. Etude d'un système de deux tampons amortissants fixés sur une plaque rectangulaire. Mémoire de maîtrise, Ecole Polytechnique de Montréal. Canada 1995.
- ⁷ Ross A, Ostiguy G, Amram M. Extracting the acceleration noise field of an impacted flexible structure. *Journal of Sound and Vibration*, submitted Nov. 30, 1998.
- ⁸ Ross A, Ostiguy G, Amram M. New signal processing developments for low cost near-field acoustical holography systems. *Noise Control Engineering Journal* 1999;47(1):28-44.
- ⁹ Goldsmith, W. Impact. USA, Edward Arnold Ltd., 1960.
- ¹⁰ Wåhlin AO, Gren PO, Molin NE. On structure-borne sound: Experiments showing the initial transient acoustic wave field generated by an impacted plate. *Journal of the Acoustical Society of America* 1994;96(5):2791-2796.
- ¹¹ Cray BA. Acoustic radiation from periodic and sectionally aperiodic rib-stiffened plates. *Journal of the Acoustical Society of America* 1994;95(1):256-264.

FIGURE LEGENDS

- Fig. 1 - Simply supported plate and damping pads configuration (dimensions in mm).
- Fig. 2 - Averaged time signals as measured. Full sample near the impact axis: (a) Vac Damps configuration; (b) adhesive pads configuration. Beginning of samples for both configurations : (c) near the impact axis; (d) away from the impact axis.
- Fig. 3 - Comparison of present experimental results on the impact axis with Scurtu's [6], as a function of the damping pads' relative size with respect to the plate: (a) evolution of the acceleration noise, as perceived in the far field, for both fastening techniques; (b) noise reduction of Vac Damps over adhesive bonded pads.
- Fig. 4 - Noise level difference from Vac Damps, as compared with adhesive bonded pads, in third octave bands: (a) near the impact axis; (b) away from the impact axis.
- Fig. 5 - Global pressure contours in specific third octave bands: (a) and (d) 160 Hz and 315 Hz bands respectively, using Vac Damps; (b) and (e) 160 Hz and 315 Hz bands respectively, using of adhesive pads; (c) and (f) geometrical relationship between the plate's modal nodes and the microphone grid, for modes (1,3) and (3,1) respectively.
- Fig. 6 - Acceleration noise spectra for vacuum and adhesive configurations: (a) near the impact axis; (b) away from the impact axis.
- Fig. 7 - Acceleration noise level contours of the overall frequency range: (a) use of Vac Damps; (b) use of adhesive bonded pads.

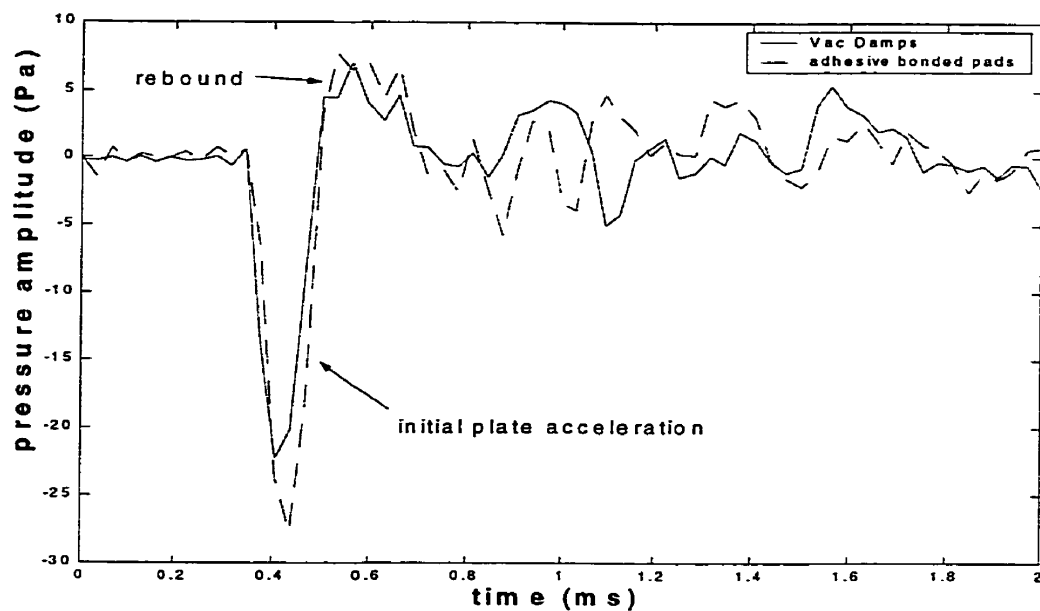


(a)

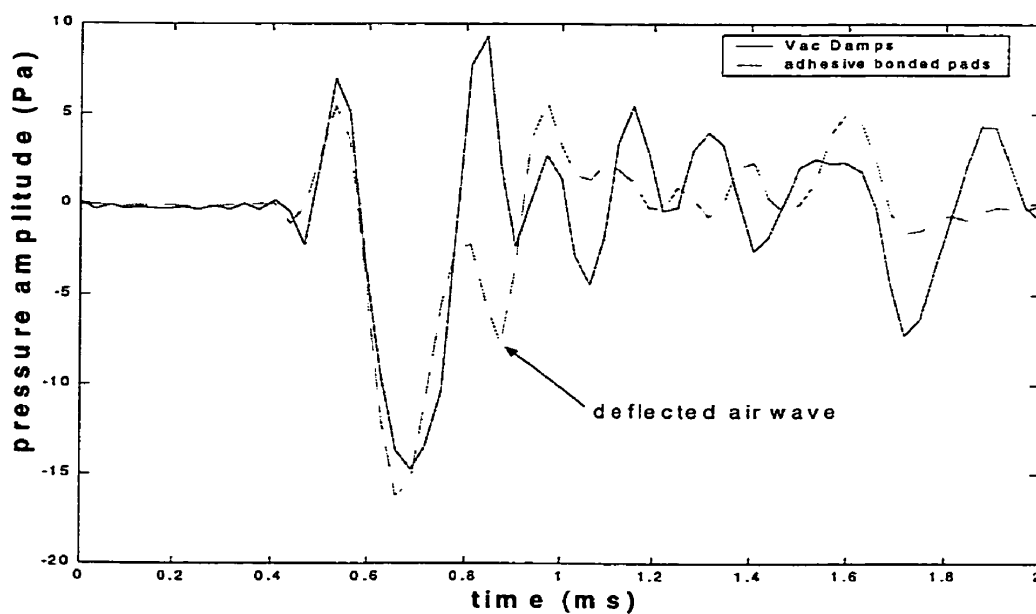


(b)

Figure D.2 : Échantillons temporels moyens avec tampons symétriques : a) et b) près de l'axe de frappe avec Vac Damps et avec tampons collés, respectivement; c) et d) comparaison des tampons collés et sous vide, près et loin de l'axe de frappe, respectivement.

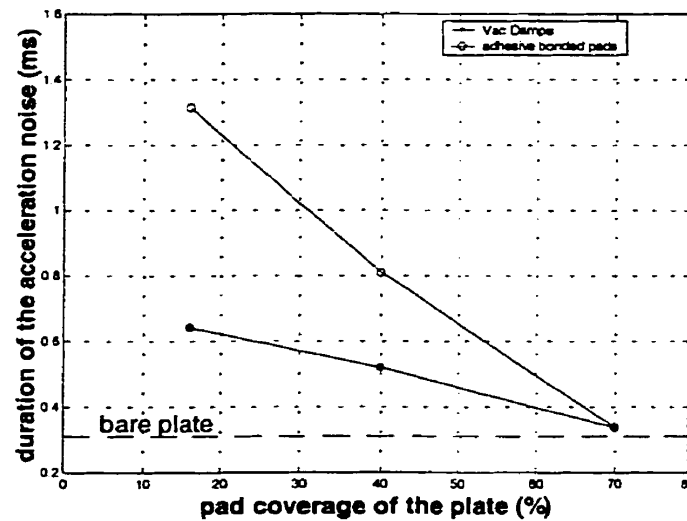


(c)

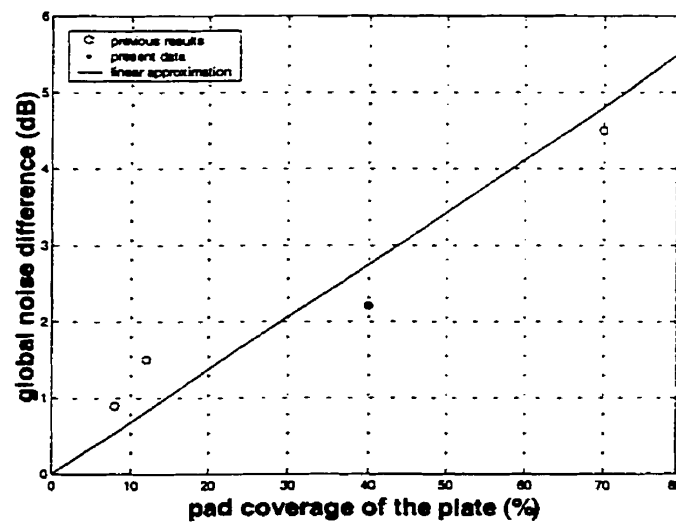


(d)

Figure D.2 : Échantillons temporels moyens avec tampons symétriques : a) et b) près de l'axe de frappe avec Vac Damps et avec tampons collés, respectivement; c) et d) comparaison des tampons collés et sous vide, près et loin de l'axe de frappe, respectivement.

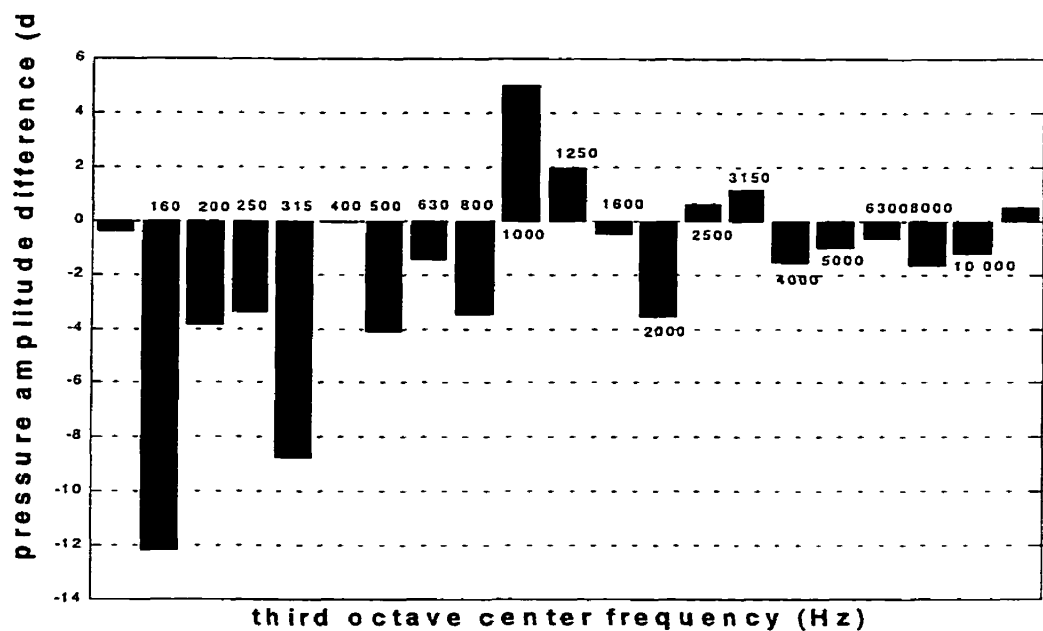


(a)

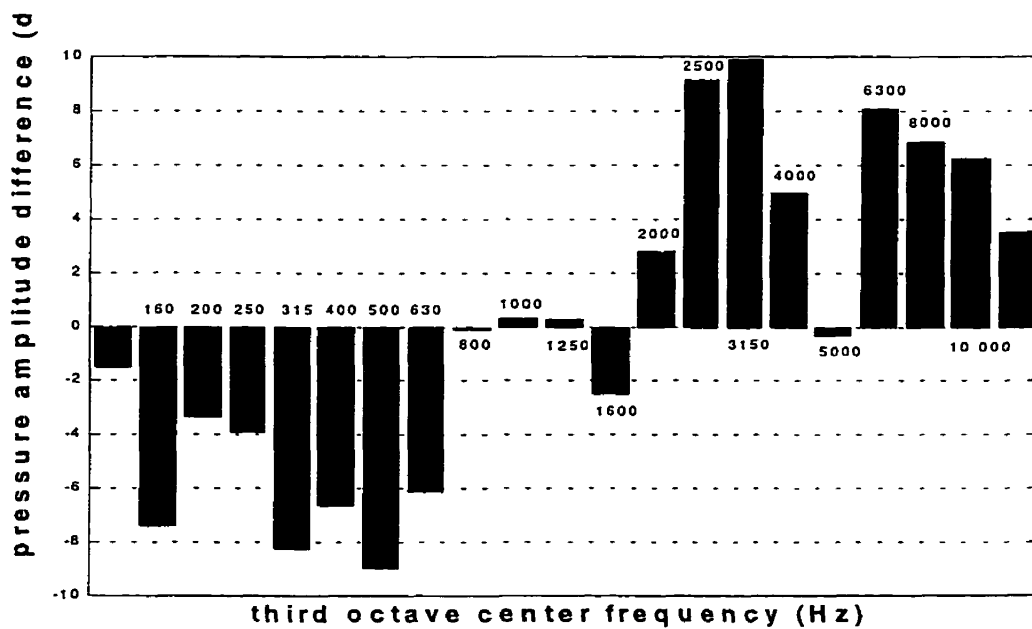


(b)

Figure D.3 : Comparaison des résultats expérimentaux en champ proche avec ceux de Scurtu [6], en fonction de la taille des tampons sur la plaque : a) durée perçue du bruit d'accélération pour les tampons collés et sous vide; b) amélioration de l'atténuation acoustique des Vac Damps par rapport aux tampons collés.

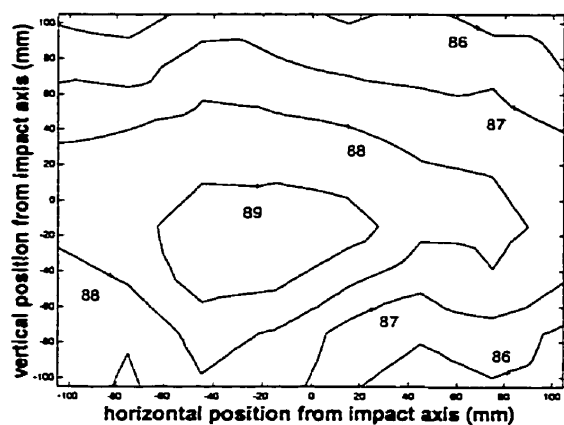


(a)

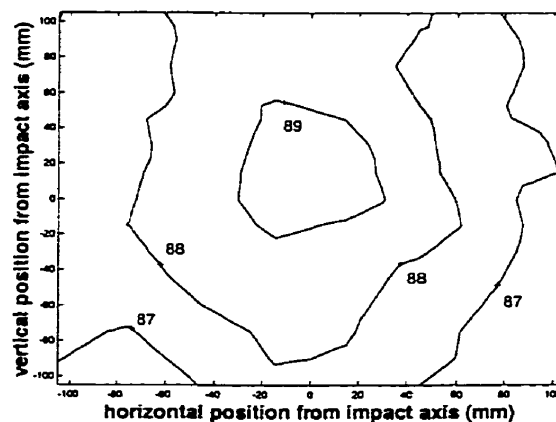


(b)

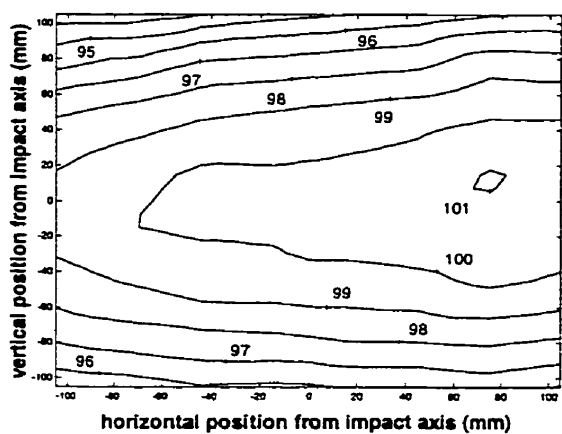
Figure D.4 : Différence de niveau sonore des Vac Damps par rapport aux tampons collés, en tiers d'octaves : a) près de l'axe de frappe; b) loin de l'axe de frappe.



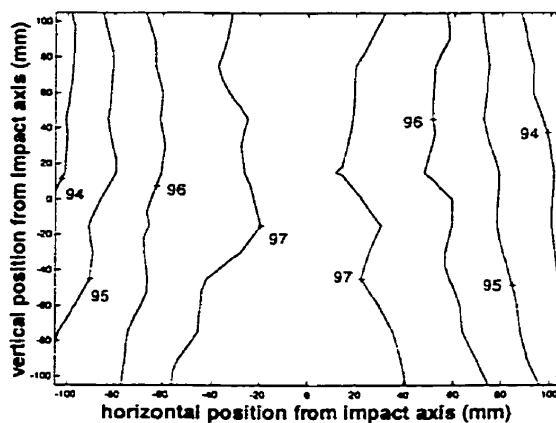
(a)



(d)



(b)



(e)

Figure D.5 : Courbes NPS globales dans le plan de mesure pour des bandes en tiers d'octave : a) et d) bandes centrées sur 160 et 315 Hz, avec Vac Damps; b) et e) bandes centrées sur 160 et 315 Hz, avec tampons collés; c) et f) relation géométrique entre le grillage de micros et les noeuds des modes (1,3) et (3,1), respectivement.

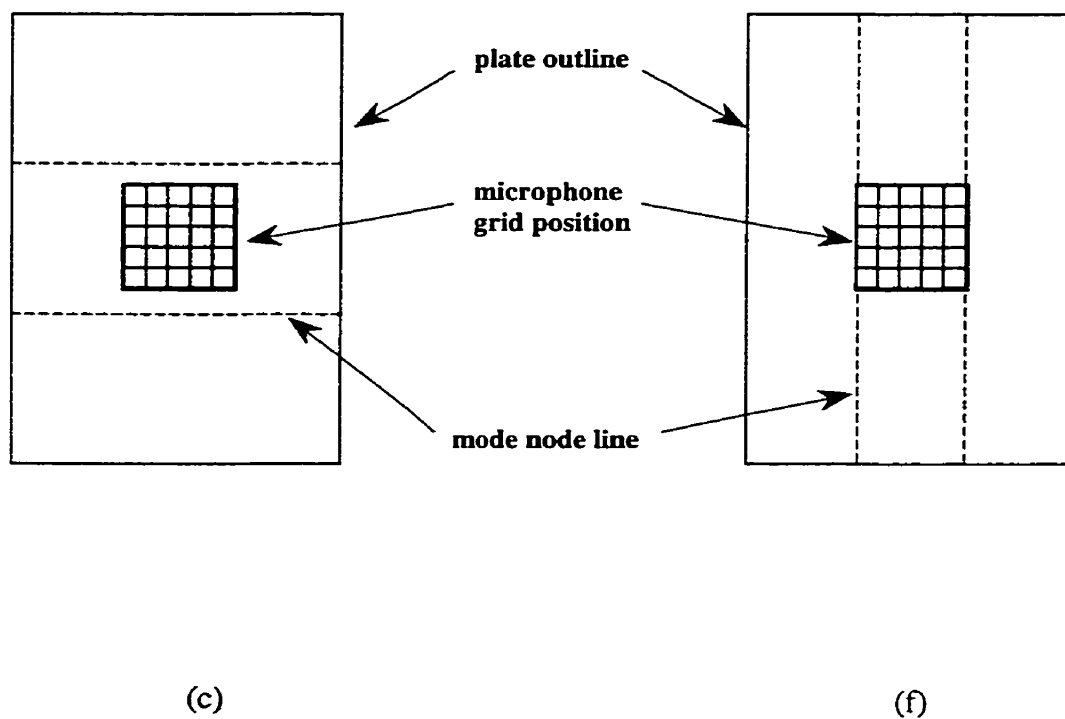
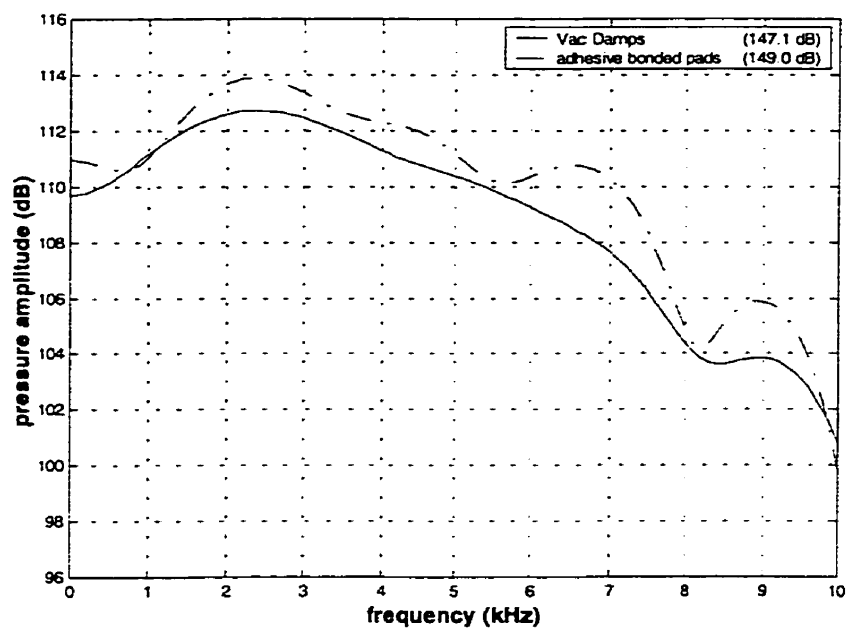
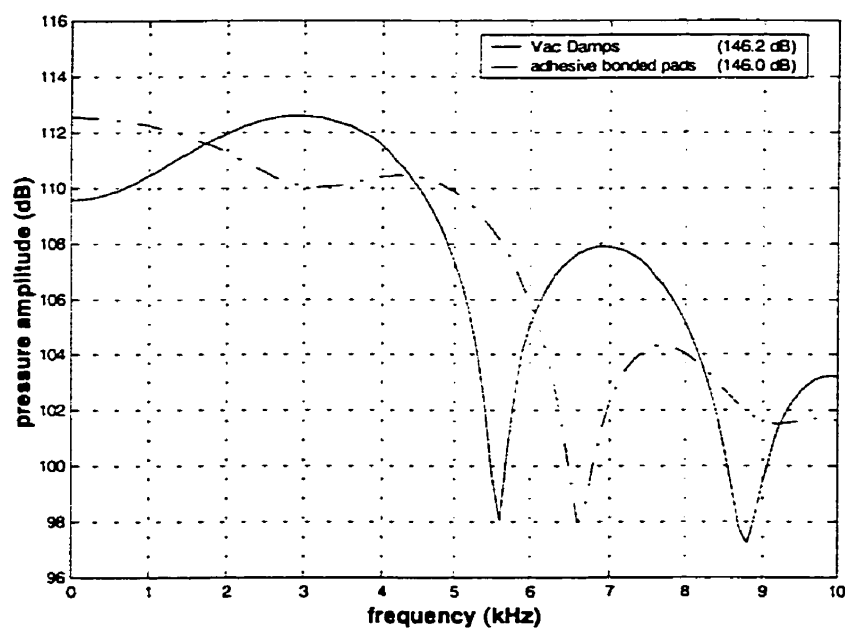


Figure D.5 : Courbes NPS globales dans le plan de mesure pour des bandes en tiers d'octave : a) et d) bandes centrées sur 160 et 315 Hz, avec Vac Damps; b) et e) bandes centrées sur 160 et 315 Hz, avec tampons collés; c) et f) relation géométrique entre le grillage de micros et les noeuds des modes (1,3) et (3,1), respectivement.

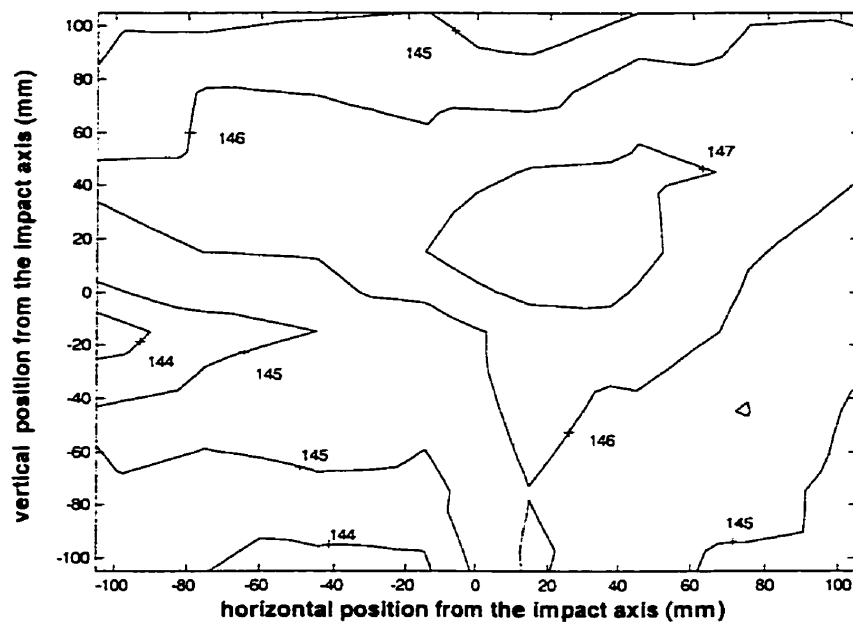


(a)

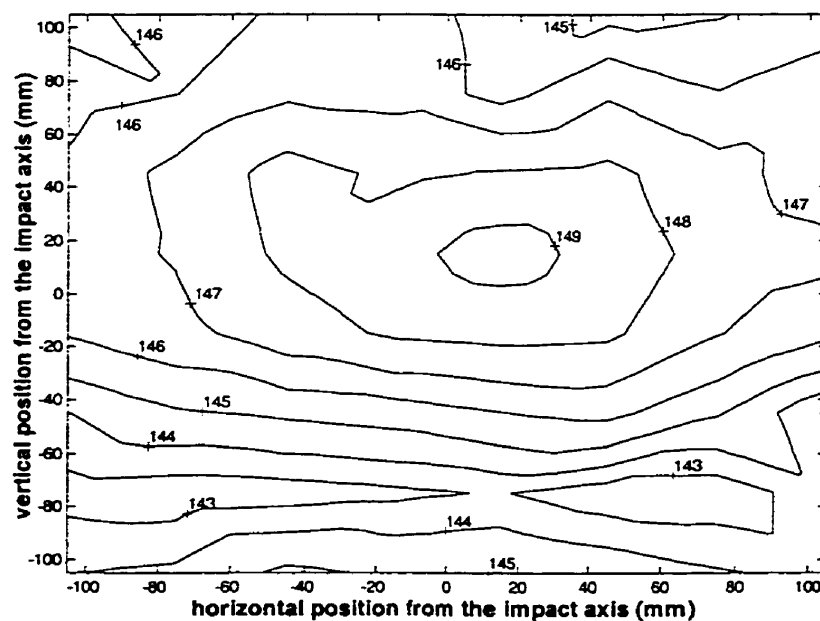


(b)

Figure D.6 : Spectres acoustiques d'accélération pour les configurations de tampons collés et de Vac Damps : a) près de l'axe de frappe; b) loin de l'axe de frappe.



(a)



(b)

Figure D.7 : Contours NPS du bruit d'accélération, toutes fréquences comprises : a) avec Vac Damps; b) avec tampons collés.

ANNEXE E : Article soumis**The effects of Vac Damps on the acceleration noise field of a point-impacted structure**

Annie Ross, ^{a)} Maurice Amram, ^{b)} and Germain Ostiguy ^{c)}

Vac Damps are vacuum applied damping pads, for use specifically on airplane assembly lines, where workers are subjected to high intensity impact noises. Their efficiency in reducing ringing noise had been demonstrated, but their effect on the acceleration noise was unknown. In this paper, noise field transformations of an impacted simply-supported plate, with the use of Vac Damps, are assessed. The presence of a local vibration in the vicinity of the impact point, due to the damping pads, is revealed. Effects of the Vac Damps on the flexural wave propagation are described. Acoustic pressure variations, from the use of non-viscoelastic vacuum pads, are observed. Noise field modifications from asymmetric Vac Damps configurations are tested. Applications are recommended for the noise reduction at a riveting worker's head.

1. INTRODUCTION

The impact between two bodies provokes material deformations, as well as perturbations in the surrounding fluid, all of which cause acoustic noises. These sounds have been classified in two categories: the "acceleration noise", which is related to the sudden

^{a)} École de génie, Université de Moncton, Moncton, New Brunswick, E1A 3E9, Canada

^{b)} Department of Physical Engineering, École Polytechnique de Montréal, CP 6079, succ. centre-ville, Montréal, H3C 3A7, Canada

^{c)} Department of Mechanical Engineering, École Polytechnique de Montréal, CP 6079, succ. centre-ville, Montréal, H3C 3A7, Canada

acceleration and deformation of the impacted bodies, and the “ringing”, which comes from the bodies’ free vibration modes after impact [1,2]. The flexural wave imparting from the contact point, and propagating towards the edges of an impacted flexible structure, is identified as a short transient acoustic source. In conformity with the above mentioned categories, this transient must be classified as part of the acceleration noise.

Impact noises are prevalent in the aviation manufacturing industry. High energy tools such as rivet guns are widely used to assemble large area structures, typical of airplane wings or fuselage. In this industry, surface tolerance is critical and prohibits the use of adhesive bonded damping pads to reduce impact noises. Vacuum applied Vac Damps — constrained, viscoelastic damping pads — were therefore developed for the purpose of reducing these noises without damaging the plane’s surface [3]. They are easily installed before the riveting sequence, and removed when the operation is completed. Their performance has been observed on a wing panel assembly, where global attenuations up to 6 dBA were reported at the worker’s location [4-6]. They have also been evaluated against adhesive bonded damping pads, on a simply supported plate setup [7,8]. Results of these two sets of experiments showed that Vac Damps were more efficient in attenuating both the acceleration and ringing noises, by up to 5 dB, in the impact axis. The second research also concluded that while the initial plate response to the impact was similar in both cases, the acceleration wave propagation depended on the use of Vac Damps or adhesive bonded pads.

The experimental results presented in this paper have two purposes. The first is to characterize the acoustic emissions of a simply supported plate, subjected to central transverse impacts, with different symmetrical Vac Damps configurations. Symmetrical configurations imply that two identical Vac Damps are applied in mirror positions about the impact point. The time-domain acceleration and ringing signals shall be compared to those

of the impacted bare plate, providing substantial additional information to previous results. Mechanical relationships between these signals and the plate's damped and undamped characteristics shall be proposed. Sound pressure level contour plots will also reveal new precious information concerning the effects of Vac Damps on the acceleration noise (that propagates to a riveter's head).

The second purpose of this paper is to determine how asymmetrical Vac Damp configurations can be used to modify the directivity, or the main radiation angle, of the acceleration noise, in order to reduce the nuisance at a worker's ears. Three types of asymmetries are involved: "size" and "thickness", where the two Vac Damps are not identical, and "position", where the layout pattern is modified on one side of the impact point only. Since the acceleration noise is usually violent and directed normal to the impacted plane, possible modifications of its directivity pattern could be useful to protect the workers' hearing, during the assembly riveting sequence. Sound pressure level contours shall illustrate the influence of the asymmetries on the noise field. Intensity vector calculations, by means of Nearfield Acoustical Holography (NAH), will complete the results, as they will indicate if the acceleration noise is focused towards, or away from, a riveting worker's head.

2. EXPERIMENTAL SETUP

A. Test bench

Airplane structures, at the final assembly level, are intricate acoustical sources. Curved skin surfaces, structural ribs and the loose-fitting Cleco™ temporary fasteners promote complex structural response to the impacts. In addition, the impact mechanism of the rivet gun onto the rivets is elaborate : The gun's rivet set pounds on the rivet head in contact with the structure's skin, causing a first energy penetration into the plane's structure;

the impact energy is transferred through the rivet shank, which gets flattened when rebounding off the bucking bar, therefore inducing a second energy burst within the structure. The resulting two-peak acceleration noise has been observed on wing panel assemblies [5].

The above considerations show how difficult it may be to identify and to analyze the impact noises under actual manufacturing conditions. The mechanical and acoustical phenomenons associated with the use of Vac Damps on such systems are quite complicated, and understanding them would be very difficult. Consequently, a simplified test bench has been designed, using a baffled, simply supported plate as the structure, and a ball-end rivet gun simulating device. Experimental results from the bare and Vac Damp treated plate may thus be confronted with the structure's theoretical forced and free responses to the point excitation.

The rectangular plate setup was used in previous experiments on the extraction of impact acceleration noise [9]. The 914.4 mm by 609.6 mm, 4.8 mm thick aluminum plate is vertically positioned and simply supported around all edges by a rigid steel frame with Teflon™ cylinders. A wooden baffle separates the front and back half-fields, and the setup is installed in an anechoic environment. Simple support conditions were verified by comparing the theoretical natural frequencies of the plate with those obtained from experimental measurements on the setup [9].

The rivet gun simulating device is a steel ball-end rod, stimulated by an electromagnetic resonant action. The hammering frequency is similar to that of a rivet gun used at maximum power (27 Hz), but the impact energy is lower, thus preserving the plate's surface. The acoustic emissions of the impact actuator is negligible when compared to those of the impact itself [9].

B. Test specimens and configurations

A series of 24 rectangular Vac Damps served as test specimens. Their construction complied with the patent's description, except without handles [3]. The polyurethane (Rhino Hyde) viscoelastic layer was bonded to a 1.5 mm thick aluminum plate, by means of Loctite Superbond 495. An air gasket was wrapped around the four edges and a vacuum pump line connector was installed in the center of the pads. The pump achieved a 92 kPa vacuum at the pad-plate interface, therefore insuring an adequate coupling of the pads onto the plate. The specimens were made in identical pairs, in 4 different sizes (Small, Medium, Large and eXtra-large) and 3 different viscoelastic thicknesses (0: no viscoelastic, 1: single thickness and 2: double thickness). The 12 denominations are given in table E.1. The 0-series specimens (S0, M0, L0 and X0) were used to monitor the effects of added mass and rigidity, without viscoelastic damping. The bare plate configuration will be referred to as BP and will serve for comparison purposes.

In all test configurations, symmetrical and asymmetrical, the impact occurred at the center of the plate. This reduces the amount of ringing, therefore increasing the acceleration noise extraction capability. In symmetrical configurations, the specimens were tested as twin pairs. They were horizontally centered on the plate, and vertically positioned at 25 mm above and below the impact point, as in figure E.1. These position requirements ensured that both horizontal and vertical symmetry were achieved. These configurations were used to analyze the acceleration noise's time signal of the impacted plate, under the influence of paired Vac Damps.

Several types of asymmetries were also tested. Basic asymmetries were designated as "size", "thickness" and "position", while their combinations were named "size-thickness", "size-position", "thickness-position" and "size-thickness-position". Some configurations

also involved the use of a single Vac Damp. In all of these configurations, the bottom pad was horizontally centered on the plate, and vertically positioned 25 mm below the impact point, as in the symmetrical configurations. Size asymmetry involved differences in the two pads dimensions only (e.g. use of X2 and M2, as in figure E.2a). Thickness asymmetry meant a difference in the viscoelastic layer thicknesses only (e.g. use of X1 and X2). Position asymmetry implied that the top pad was not placed in mirror position with the bottom one, with respect to the impact point. Its horizontal offsets were 50, 100 and 140 mm, and its vertical offsets were 50, 75 and 100 mm from the standard symmetrical configuration (see figures E.2b and E.2c). These asymmetries were used to analyze the modified directivity patterns of the impacted plate.

C. Data acquisition and signal processing

Detailed characteristics of the data acquisition system, as well as particular software developments used in the present research, were fully reported in a previous paper [10]. For the purpose of completeness, a general outline of the personal computer (PC) based hardware and software is presented hereupon. This section also fully describes the measurement setup.

A 4x4 electret microphone grid was powered by a 16 channel power unit and amplifier. The grid could be placed in four different positions on a 2x2 rigid frame, in order to synthesize an 8x8 measurement grid. This 30 mm spatial resolution grid was centered on the impact axis (normal to the impacted plate), as in figures E.1 and E.2. It was placed 50 mm in front of, and parallel to the impacted plate. A seventeenth microphone was placed along the impact axis, 10 mm from the back of the plate, and served as a reference. In this position, a reliable reference signal was obtained without affecting the noise field at the grid's position [9]. All of these microphones were plugged into 3 National Instruments' AT-

A2150C data acquisitions (DAQ) boards, which were coupled through a Real Time System Integration (RTSI) bus. A nine channel simultaneous data acquisition was performed at once on eight grid microphones and the reference microphone. A switch box allowed signals' transmission to the DAQ boards from either the first or last eight microphones in the grid. The eight separate data sets, over the full 8x8 synthesized grid, were amplitude and phase synchronized, using the eight reference microphone data and a specially developed "data harmonization procedure" [10]. An artificially simultaneous, 64 measurement point data was thus available for ulterior signal processing.

A LabView 4.0 data acquisition software has been developed for the complete control of the DAQ boards. It handles amplitude and phase calibrations, trigger control, pre-trigger scans, selection of the sampling rate, number of scans and number of samples. It also allows visual inspection of the samples, in both the time and frequency domains, before memory storage [10]. Selected sampling frequency (f_s) was 32 kHz, number of scans was 1200 and number of samples to be averaged, 30. With these values, each scan covers an entire impact cycle (from prior to the initial contact to the next impact). Anti-aliasing filtering is automatically performed by the DAQ boards, while appropriate time windowing and pass filtering is software selected. Time data is saved for subsequent manipulations.

Using a mechanical screen and a precise Matlab software procedure, it is possible to extract a reliable acceleration noise signal from the complete time signals [9]. A specifically developed Matlab software also allows complete NAH calculations, including space windowing and newly designed anti-leak filtering. It delivers sound pressure level (SPL) contour plots on planes parallel to the measurement plane, as well as the three intensity vector components in each calculation point [10]. For reliable results, the calculation planes are limited to the mid-plane between the source and the microphone grid, and a plane twice

as far from the source as the grid.

3. THEORETICAL INSIGHT ON THE ACCELERATION NOISE

The first aspect discussed in the following section will be the acceleration time signals along the impact axis. In order to evaluate the experimental results, a theoretical model for the acoustic pressure signal will be useful. In this section, the development for a mathematical model is presented.

First, it should be noted that the transverse displacement of the impacted plate is very small as compared to the plate's thickness (not visually detectible). Thus, the plate is considered a plane acoustic radiator. The acoustic pressure from a such a source inside an infinite baffle may be obtained by using the Rayleigh surface integral [11]:

$$p(r, \psi, \theta, t) = \frac{\rho}{2\pi} \iint \ddot{u}(R, \psi, t - \frac{d}{c}) \frac{dS}{d} \quad (1)$$

where r , R , ψ , θ and d are represented in figure E.3, ρ and c are the mass density of the propagation fluid and the sound speed therein, and $\ddot{u}(R, \psi, t - d/c)$ is the acceleration time-response of the plate element dS applied with the appropriate time delay (d/c). For a calculation point at a distance $r = z$ along the impact axis ($\theta = 0$), the integral may be re-written as follows:

$$p(z, t) = \frac{\rho}{2\pi} \iint \ddot{u}(R, \psi, t - \frac{\sqrt{R^2 + z^2}}{c}) \frac{dR (R d\psi)}{\sqrt{R^2 + z^2}} \quad (2)$$

Based on the Hertz law of contact and vibrational considerations, the temporal transverse displacement of the plate element $dS = (dX dY)$ located on the $(X, Y, 0)$ coordinates, for a

central impact, is [12]:

$$u(X, Y, t) = \frac{-4}{m_o} \sum_i \sum_h \frac{\sin(\frac{i\pi}{2}) \sin(\frac{h\pi}{2}) \sin(\frac{i\pi X}{a}) \sin(\frac{h\pi Y}{b})}{\omega_{ih}} [F(t) * \sin(\omega_{ih} t)] \quad (3)$$

In the above equation, a , b and m_o are the plate's dimensions and mass, respectively; ω_{ih} is the plate's natural frequency in radians for modes $i=1,2,3,\dots$, $h=1,2,3,\dots$; $F(t) = F \sin(\pi t / \tau)$, $0 \leq t \leq \tau$ is the impact force, where τ is the contact duration and $*$ is the symbol for convolution. The transverse acceleration of the plate element is therefrom derived:

$$\ddot{u}(X, Y, t) = \frac{-4}{m_o} \sum_i \sum_h \sin(\frac{i\pi}{2}) \sin(\frac{h\pi}{2}) \sin(\frac{i\pi X}{a}) \sin(\frac{h\pi Y}{b}) \times [\frac{\pi}{t} F \cos(\frac{\pi t}{\tau}) * \cos(\omega_{ih} t)] \quad (4)$$

For the cylindrical coordinate system that originates at the plate's center point ($a/2, b/2$), the transfer equations are: $X = a/2 + x = a/2 + R \cos \psi$ and $Y = b/2 + y = b/2 + R \sin \psi$. The acceleration takes the form:

$$\begin{aligned} \ddot{u}(R, \psi, t) = & \frac{-4\pi}{m_o \tau} \sum_i \sum_h (-1)^{\frac{i-1}{2}} (-1)^{\frac{h-1}{2}} \sin(\frac{i\pi}{2} + \frac{i\pi R \cos \psi}{a}) \sin(\frac{h\pi}{2} + \frac{h\pi R \sin \psi}{b}) \times \dots \\ & \dots \times [F \cos(\frac{\pi t}{\tau}) * \cos(\omega_{ih} t)] \end{aligned} \quad (5)$$

where $i=1,3,5,\dots$ and $h=1,3,5,\dots$. However, by deriving this equation with respect to ψ , it can be shown that the transverse acceleration field of the plate is symmetrical about the z axis:

$$\frac{d\ddot{u}}{d\psi} = \frac{-4\pi}{m_o \tau} \sum_i \sum_h A_{ih} \frac{d}{d\psi} \left[\sin\left(\frac{i\pi}{2} + \frac{i\pi R \cos \psi}{a}\right) \sin\left(\frac{h\pi}{2} + \frac{h\pi R \sin \psi}{b}\right) \right] = 0 \quad (6)$$

In the above equation, A_{ih} represents all factors that are not a function of ψ . The Rayleigh surface integral may thus be solved as a simple integral, if an annular surface element $dS = 2\pi R dR$ is used. The resulting integral is of the same type as that proposed for a linear transient source [13]:

$$p(z, t) = \rho \int \ddot{u}(R, \psi, t - \frac{\sqrt{R^2 + z^2}}{c}) \frac{R dR}{\sqrt{R^2 + z^2}} \quad (7)$$

Since \ddot{u} is no longer a function of ψ , this angle may be selected arbitrarily. Any multiple of $\pi/2$ is a wise choice because it reduces the number of computational operations. By selecting $\psi = 0$, the acoustic pressure along the impact axis becomes:

$$\begin{aligned} p(z, t) = & \frac{-4\rho\pi}{m_o \tau} \int \sum_{i=1,3,5,\dots} \sum_{h=1,3,5,\dots} (-1)^{\frac{i-1}{2}} \sin(i\pi(\frac{R}{a} + \frac{1}{2})) \times \dots \\ & \dots \times [F \cos(\frac{\pi}{\tau}(t - \frac{\sqrt{R^2 + z^2}}{c})) * \cos(\omega_{ih}(t - \frac{\sqrt{R^2 + z^2}}{c}))] \frac{R dR}{\sqrt{R^2 + z^2}} \quad (8) \end{aligned}$$

A numerical evaluation of this final equation in the far field, using geometrical and mechanical property values corresponding to those of the experimental setup, has shown that the theoretical acceleration time-pressure signal from a homogeneous plate is of the same shape as previously reported for infinite plates [14] and baffled circular plates [11]. In the

near field, at 0.05 m from the bare plate and for this particular configuration, it takes on the following approximate shape :

$$p(0.05, t) \approx -22.5 \sqrt{1 - \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right)} , \quad 0 \leq t \leq \tau \quad (9)$$

One shall thus expect the acceleration signal from the bare plate to resemble a single negative “cosine function” peak that would last for approximately the same time as the contact duration.

4. EXPERIMENTAL RESULTS AND DISCUSSION

A. Time signal analysis of symmetrical configurations, along the impact axis

For all configurations, the time signals near the impact axis present three sound pressure components: an important negative acceleration peak, followed by a lower amplitude positive acceleration crest and by the long lasting, damped ringing. The initial negative peak is related to the local transverse displacement of the plate, under the influence of the active impact force. (Since the hammer is placed on the same side of the plate as the microphone grid, the plate’s motion is negative with respect to the grid.) The following positive crest, which is practically nonexistent in the bare plate’s signal, is caused by a transverse rebound of the plate’s deformed area, due to the local spring force of the damping pads [8]. This phenomenon will be discussed hereafter. The ringing signal is caused by modal oscillations and vanishes with time, due to the internal damping of the plate, to the shear damping of the viscoelastic layer in the pad and possibly to a slippage at the plate-pad interface [7]. This aspect will also be discussed later on, in this paper.

Figure E.4 shows the initial 10 milliseconds (ms) of a few selected, yet typical, time

signals from different configurations, from measurements at the center-grid microphones. The three selected configurations are: bare plate (BP); symmetrical pair of extra large, double thickness (X2) pads; symmetrical pair of large, no viscoelastic (L0) pads. In all cases, the beginning of the impact signal occurs at 0.33 ms; the shape of the negative acceleration peak (fig. E.4a) is similar (although not identical) in all cases, and may be assimilated with the theoretical acceleration of the impacted area. Table E.2 shows how the negative peak in the BP configuration may be approximated by using equations 8 and 9. The relative error on the pressure amplitudes, during the mechanical contact, stands below 4% and 12 % for those equations respectively, with respect to the measured bare plate signal. The theoretical contact duration being 141 μ s, the last row in the table ($t = 156 \mu$ s) does not belong during the course of contact; it is meant to show that the signal does drop back toward the zero amplitude level and that the acceleration noise peak thus lasts for approximately the same time as the contact. It should be noted that an appropriate constant time delay was applied to the theoretical data in order to match the experimental points. Also, the measured contact duration is estimated around $156 \pm 12 \mu$ s. The anti-aliasing filter (the cut-off frequency is $0.45 \times f_s = 14.4$ kHz) and chiefly the sampling frequency are the sources of error on this measurement. It confirms that the initial acceleration peak lasts for about the same time as the contact, and that the rise and descent times are fairly equivalent.

The positive crest that follows the initial negative peak can also be seen in figure E.4 (b and c). As it is justified below, this crest is not related with the return of the flexural wave after bouncing off the plate's supports, as might be expected [15]. In effect, with the DAQ boards anti-aliasing filter, all frequencies above the Nyquist rate are rejected at -85 dB, so 16 kHz would by far be the fastest moving frequency detected. The flexural wave velocity in thin plates is [16]:

$$c_o = (\pi f h_o)^{1/2} \left[\frac{E_o}{3 \rho_o (1 - \nu_o^2)} \right]^{1/4} \quad (10)$$

where h_o , ρ_o , E_o and ν_o are the thickness, density, Young's modulus and Poisson ratio of the plate and f is the frequency in Hertz. The velocity does not depend on the plate's dimensions. Table E.3 presents the corresponding function for various plate materials and thicknesses that correspond to those used during the experiments. For configurations 1, 2, 4 and 5, the velocity (c_o) is calculated from equation 10. Rhino Hyde properties were taken as follow: $\rho_o = 1124 \text{ kg/m}^3$, $E_o = 7,2 \text{ MPa}$ and $\nu_o = 0.5$. Since the Vac Damp's viscoelastic layer is bonded onto the constraining layer, the 2-ply laminate properties were calculated based on the general theory of laminates and were used for configurations 6 and 7. The characteristics for Vac Damp treated plate configurations (3, 8 and 9) could not easily be determined because of the vacuum interface, so adhesive bonded layers were considered. The "plate and constraining layer", representing the non-viscoelastic padded plate, was calculated as a single, 6.3 mm thick aluminum plate. The two "3-ply laminate" configurations represent the single and double thickness padded plate and were calculated using the overall mechanical properties of an aluminum-polyurethane-aluminum laminate. The results of these three configurations, identified by an asterisk, are meant only as an approximation of the maximum flexural wave speed in those cases. (In fact, due to the flexible vacuum interface, the waves should travel with separate speeds in the plate and the pads and the velocities should be lower than the approximation. Comparison, at the corner microphone, of the Vac Damp configurations time pressure signals with the bare plate's signal show that the flexural speeds are similar. The Vac Damps' flexible interface allows the plate to propagate the wave with little elastic (E_o) or mass (h_o , ρ_o) constraints.)

Additional details on these three estimations are found hereinafter. The table shows that configuration 9 presents the highest wave velocity. Considering it as a worst case scenario, the flexural wave speed at 16 000 Hz would be 1390 m/s. This means at least 0.4 milliseconds are required, from the beginning of contact, for the initial wave to bounce off the plate's closest supports and return to the impact point. By that time, the sample's positive crest has vanished. In fact, the crest is thought to be caused by a partial rebound of the flexural wave at the pads' edges, located 25 mm from the impact point. The shortest travel time would then be around 0.04 ms for the 16 kHz component. As a consequence, the deformed area would spring back towards its initial shape and a local vibration would then activate the area between the two pads. Such an oscillation may be observed on both the X2 and L0 configuration plots, after the first positive crest. The local spring back is believed to cause the first positive crest, which is considered part of the acceleration noise.

The initial negative peak also is influenced by the presence of the pads. Table E.4 shows the time characteristics of the first negative and positive crests. Evolution of the acceleration signal with the thickness of the pads is provided by the L0, L1 and L2 rows (identified by a dot (●) in the 'THICKNESS' column); evolution with the size of the pads is provided by the M2, L2 and X2 data rows (identified by a dot (●) in the 'SIZE' column). The BP data row serves as a reference. As the viscoelastic layer gets thicker, it can be seen that both the negative rise time and the positive crest duration become shorter, and that the pressure amplitudes increase. During this evolution, the radiated acceleration energy, along the impact axis, very slightly diminishes. The radiated energy also generally tends to decrease as the pads' dimensions augment. These observations concerning the acoustic energy fit with previous observations in the far field [7]. The negative rise time seems to be very little affected by the pads' dimensions. This, associated with the previous observation

concerning rise time, indicates that while the local mechanical properties of the system vary with the pads' thickness, they are less sensitive to the pads' dimensions. In effect, due to the negative peak's "cosine" shape, rise time is expected to be about half the contact duration. The contact duration of a sphere on a massive plane surface is expressed by [12]:

$$\tau = 4.53 \frac{\left[\left(\frac{1-v_b^2}{\pi E_b} + \frac{1-v_o^2}{\pi E_o} \right) m_b \right]^{0.4}}{[r_b \dot{u}_b]^{0.2}} \quad (11)$$

where E_b , v_b , m_b , r_b and \dot{u}_b are the hammer's elasticity modulus, Poisson ratio, mass, radius and initial contact velocity. Since the hammer's properties are constant, and since the plate's local Poisson ratio should not be affected by the presence of the pads, this implies that the local "equivalent Young's modulus" of the plate increases with the application of L0 pads and decreases as the viscoelastic layer thickens, but is unaffected by the size of the pads. In fact, it simply means that the impact area of the plate is rigidified by the pads; this added rigidity is proportional to the pads' elastic modulus, considered as a 2-ply laminate. Since this is a local behavior (the implications are limited to the initially deformed area of the plate), the pads' size is not a factor.

B. Time signal analysis of symmetrical configurations, away from the impact axis

Figure E.5 presents the time signals' first 10 ms, from measurements at the corner-grid microphones, for the same configurations as in figure E.4 (BP, X2 and L0). Again, ringing and its attenuation with time are clearly visible. The acceleration signals no longer have the same shape as those in figure E.4, due to the dispersive nature of the flexural wave propagation [15]. The typical M-shape does reflect the nature of a dispersed acceleration

wave within the plate [17]. Table E.5 presents the amount of energy contained in the acceleration signals and its ratio with respect to energy contained in the near-axis signals (from table E.4). The amount of energy propagated in this direction is, for all padded configurations, lower than that of the bare plate and it diminishes as both the size and thickness of the pads increase. For all padded configurations, its ratio with respect to the on-axis energy is lower than that of the bare plate and increases as the pads become thicker. These observations indicate that all pads do attenuate the flexural wave amplitude, as it propagates toward the edges of the plate, and that they do so increasingly with added thickness and larger size.

C. Cursory examination of the ringing time-signals

The effects of Vac Damps on the ringing frequency spectrum has been extensively studied [7]. The purpose of this section is to take advantage of the time signals, in order to view the attenuation phenomenon from a different perspective.

In figures E.4 and E.5, general tendencies of the ringing signal could be observed. It seems, at first glance, that any pair of pads help reduce the signal's amplitude after 5 ms. However, in some cases, the ringing signal during the first few milliseconds seems amplified by the presence of the pads. Table E.6 lists a few ringing noise attenuations from which evolution with pads' size and thickness, as well as with the measurement distance from the impact axis, can be drawn. These attenuations are calculated as a ratio of the configuration's ringing energy during a selected period over the BP ringing energy during the same period. For each selected configuration and measurement position, two different ringing periods were studied. The "global ringing signal" embraces most of the ringing signal; it starts after the end of the acceleration signal (1 ms from the beginning of the sample) and lasts until the

next acceleration signal. The “initial ringing signal” includes only the first 1 millisecond of the “global ringing signal”, during which a maximum sound amplification due to the pads may occur.

For both measurement positions, the “global ringing” attenuations increase with the size and thickness of the damping pads; these results corroborate previous ones [7]. The attenuations also slightly increase (0 to 1 dB differences) with the measurement distance from the impact axis. This observation was expected, since Vac Damps are known to perform better at low frequencies and that vibrating plates radiate low frequencies at angle from their normal axis [18]. The fact that the L0 pads perform some attenuation shows that inertial amplification (added mass) and increased rigidity help reduce the radiated energy. Numerical results from equation 3 confirm that a thickness increase should reduce the plate’s transverse displacements after impact, therefore reducing the noise radiation. (Data from the second half of the time signals show that minimal damping is performed by the pads.)

Away from the impact axis, the “initial ringing” attenuation also increases with the pads’ dimensions and thickness. Along this axis, it increases only with the thickness. It is suspected that during the first few milliseconds ringing period, a local plate activity radiates normally from the impact area, that is only affected by the closer edge of the pads. Increasing the pads dimensions would not help dampen this local vibration. “Initial signal” attenuation is more important away from, than along the impact axis; this variation is more important than for the “global ringing” (0.8 to 6.5 dB). Again, it may denote the presence of a local and directional behavior in the vicinity of the impact point. It goes along the theory that part of the acceleration wave bounces off the pads’ edges and produces a local vibration. Similar analysis of ringing attenuation was performed, using various window lengths, all starting at the same position as the “initial ringing”. Results in figure E.6 indicate that after

the first 6 ms, all configurations present exactly the same temporal evolution, the only difference being the attenuation's amplitude. They also show that the attenuations are very stable after 10 ms, increasing by 0.7 dB or less. During the initial period of 6 ms, attenuations increase drastically, by as much as 6.6 dB. Similar results were found away from the axis, except the initial period was 4 ms when attenuation increases by up to 3 dB. This means something radiates mainly along the impact axis, that is little attenuated by the Vac Damps. It vanishes within less than 6 ms of ringing. It could well be the possible local vibration described previously. This vibrational phenomenon should undergo an accelerometric study, to confirm its existence.

A final remark goes to the effect that for the L0 pads configuration, the "initial ringing" attenuations are negative, meaning these pads actually increase the radiated energy during this period, especially along the impact axis. This holds true for the first 4 ms of the ringing signal. If increased thickness is the main source of sound attenuation, pressure amplitudes should be lower than those of BP, as well at the beginning as at the end of the ringing signal, especially when it was observed that the acceleration energy is reduced by these pads (the input energy is less). Radiation increase during this period may occur if the input energy is "forced out" faster by the pads. This may also be a consequence of local vibration in-between the pads.

D. Critical frequency shift

Also related to the ringing noise is the system's critical frequency (f_{cr}). This is the frequency for which the flexural wave velocity in the plate (c_p) and the sound speed in the surrounding medium (c) are equivalent. It is known that the supersonic waves propagate in the structure and ambient air while subsonic waves are evanescent [19]. The critical

frequency may be determined with the use of equation 10, where c_o , the flexural wave speed in the plate, is replaced by c , the sound speed in the surrounding air:

$$f_{cr} = \frac{c^2}{\pi h_o} \sqrt{\frac{3 \rho_o (1 - \nu^2)}{E_o}} \quad (12)$$

It decreases as either the plate's thickness (h_o), Young's modulus (E_o) or Poisson ratio (ν_o) increase, or as its mass density (ρ_o) decreases. It is independent from the plate's dimensions. In table E.3, the critical frequencies for configurations 1, 2, 4, 5, 6 and 7, were calculated this way.

The critical frequency may also be related to the first natural frequency (f_1) of a plate [12]:

$$f_1 = \frac{\omega_{1,1}}{2\pi} = \frac{h_o}{4\pi} \left[\left(\frac{\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{b} \right)^2 \right] \sqrt{\frac{E_o}{3\rho_o(1-\nu^2)}} \quad (13)$$

where a and b are the plate's dimensions. By combining the two above equations, one obtains the following:

$$f_{cr} = \frac{c^2}{4f_1} \left[\left(\frac{1}{a} \right)^2 + \left(\frac{1}{b} \right)^2 \right] \quad (14)$$

The first natural frequency of a laminated, simply supported plate is easily determined with the use of specialized software (presented in table E.3 for configurations 3 and 6 to 9). The critical frequency for such a plate is then calculated with the above equation (presented in table E.3 for configurations 3 and 6 to 9). Once the critical frequency is known ($c_o = c$), equation 10 can be used to get the flexural wave velocity as a linear function of the frequency

(as in table E.3, configurations 3 and 6 to 9).

Results in table E.3 (configurations 1, 3, 8 and 9) indicate that the critical frequency of the plate should reduce while the pads thickness increases. It must be noted, however, that the presented values are limit cases, calculated as laminates, and that real critical frequencies for the plate-pads configurations are expected to be higher than these. In order to verify whether the critical frequency of the plate does effectively decrease, due to the pads, ringing noise measurements were compared at two distances from the plate. The amplitude of the frequency response function (FRF) between the reference microphone (10 mm from the plate) and the grid microphones (50 mm from the plate) serves as an indication of the nature of the wave in a given frequency band. As previously mentioned, subsonic waves are evanescent and should present low FRF amplitudes, whereas supersonic waves are propagative and should show higher FRF amplitudes. Because spectral resolution of the measurements is 27 Hz and because FRF energy must be integrated over a minimum of 15 spectral points, reliable FRF results may only be obtained on 400 Hz frequency bands. Even though this is not precise enough to evaluate the critical frequency, it is an accurate indicator of its evolution with the plate's thickness.

Table E.7 presents the FRF energy ratios on various frequency bands and for the three pads thicknesses. The energy ratios are calculated as FRF energy of the padded configuration over that of the bare plate (BP) configuration. For given configuration and frequency band, a ratio value above 1.0 indicates that the acoustic waves propagate better than for the BP configuration and vice versa. In frequency bands 0 - 800 Hz and 3200 - 6000 Hz, all ratios are close to 1.0 (or 0 dB), which means that the propagative nature of all configurations is the same (subsonic and evanescent in the former band; supersonic and propagative in the latter). In the 800 - 1600 Hz band, the ratios are slightly higher, showing perhaps the critical

frequency for these configurations lays within this band. In the 1600 - 2400 Hz and 2400 - 3200 Hz bands, the ratios are distinctly above 1.0, acting as evidence that the padded plate configurations' energy is propagative while the bare plate's energy is evanescent. This ascertains the estimation that the padded plate's critical frequency is lower than that of the bare plate. However, it could not manifestly be shown that the shift augments with the pad's thickness.

E. Spatial analysis of symmetrical and asymmetrical configurations

Spatial analysis of the acceleration noise field is performed using NAH calculations. Details of the procedure are given in a previous paper [10]. Results presented herein include pressure contour plots, in the measurement plane, of the global acceleration noise (not filtered or windowed), as well as intensity vector plots in a vertical plane, normal to the plate.

Global acceleration contour plots are presented in figure E.7 include four typical pad configurations: the bare plate (BP), a pair of Vac Damps with a viscoelastic layer, a single Vac Damp with a viscoelastic layer, and a pair of Vac Damps, one with and the other without the viscoelastic layer. Figure E.7a shows that the BP acceleration noise is quite homogeneous. This was expected, since subsonic frequencies should emanate as a low-directivity wave and since the supersonic frequencies' main radiation angle varies along the spectrum [18].

The contour map in figure E.7b is typical of all symmetrical Vac Damp configurations with a viscoelastic layer. Although the amplitude along the impact axis is slightly less than (or equal to, in some cases) that of the bare plate, the in-plane gradient becomes more important when the plate is padded. This may be interpreted as a lower, but

more focused, acceleration energy being radiated by the padded plate than by the bare plate. There are two possible causes for the phenomenon: either the Hertzian contact is different, due to some mechanical properties' modifications of the plate, or the propagation of the flexural shock wave is altered by the presence of the viscoelastic pads. In the first case (modified Hertzian contact), the deformation energy should be somewhat reduced, due to the increased mass and rigidity of the system. As it can be deduced from the Hertz law of contact, the added mass would lower the acceleration amplitude while the increased rigidity would diminish the acceleration time [12]. Also, if the noise field is to be more focused along the impact axis, it requires that most of the radiated energy be composed of high frequencies or that the flexural wave numbers be much reduced by the modified mechanical properties, so that the main radiation angle (θ_m) be close to 0° [14]:

$$\sin(\theta_m) = \frac{k_o}{k} = \frac{c}{c_o} = \frac{c}{(0.5 \omega h_o)^{1/2} \left[\frac{3\rho(1-\nu^2)}{E_o} \right]^{1/4}} \quad (15)$$

If the flexural wave speed (c_o) is taken from table E.3, a simple scenario may be created that will illustrate the relationship between the frequency and the main radiation angle. As it was previously stated, configuration 9 in table E.3 is used as an extreme padded-plate case where the flexural wave speed is maximal. In this case, using the above equation, the main acceleration frequency must be 12 kHz so that the main radiation angle falls below 16.5° (the observation angle of the center grid microphones). Knowing that most of the measured energy falls within the 0-8000 Hz band [8], and considering that a realistic flexural velocity in the Vac Damp padded plate would be lower than in configuration 9, the main radiation angle cannot obey the bare plate model. This model fails to explain the modifications in the acceleration noise field, the increased directivity in particular, due to the Vac Damp pads.

The second considered cause is that the pads actually create a discontinuity in the flexural wave's propagation path. The change of impedance within the plate, at the edge of the pads, would cause part of the wave to be reflected. The reflected wave, traveling back and forth between the two pads, would constitute a local vibration between the two pads, as was postulated with the time signals, with its first reflection being the same as the previously described "rebound". The pads' edge act as supports for the plate, thus limiting the wave propagation and causing the plate to radiate more energy along its normal axis and less, away from the impact axis.

This effect can be spatially divided when a single Vac Damp is used. In such a case, as shown in figure E.7c, the acceleration wave propagation is limited only on the side where the Vac Damp is located: the acoustic field in the measurement plane is slanted only on that side, while it is rather plane on the other side. This figure serves to show that the acceleration noise field may actually be de-symmetrized when asymmetrical Vac Damp configurations are used. However, it may not be an interesting practical configuration, since it will produce less ringing attenuation.

Since all viscoelastic Vac Damps more or less create the same effect on the acceleration noise field, any size or thickness asymmetries are ineffective for the de-symmetrization of the field. As far as the measurement plane contour plot are concerned, even position asymmetries appear futile. However, the O-series pads (no viscoelastic layer) completely change the shape of the noise field. An amplitude low is created at about a 42° angle from the plate's horizontal centerline. For symmetrical O-pads configurations, this low appears on both sides of the impact line, whereas for single O-pads configurations, it appears only on the same side as this type pad. Figure E.7d is a typical acceleration noise contour plot from a pair of Vac Damps, with viscoelastic on one side and without on the other side.

Standard amplitude gradient from a viscoelastic pads may be observed on the bottom part of the map, while the local amplitude low along the 0-pad's edge is evident on the top part. It can also be seen that the 0-pads do not cause the same in-plane gradient as the viscoelastic pads (pressure amplitude, away from the pad's edge, is almost as high as that at the impact point). Even though the low-pressure effect occurs at a different angle, it is similar to the one observed on adhesive bonded viscoelastic pads [8]. For these low-pressure locations, the time signals from the 0-pads' configurations also present the same shape as those from the adhesive bonded viscoelastic pads. It was mentioned, in the case of the adhesive bonded pads, that part of the acceleration's flexural shock wave could be reoriented, due to the presence of the pads. Possible acoustic pressure cancellation would occur and result in a low-pressure area. Increased frictional resistance at the pad-plate interface is suspected for this phenomenon, which would cause the interface to act in much the same way as an adhesive bonded interface. In effect, the friction coefficient between two dry aluminum parts is quite high, in the order of 1.05 and 1.4 respectively, for static and dynamic coefficients [20]. On the contrary, elastomers in contact with a plane, smooth and rigid surface are knowingly subject to Schallamach waves, when a relative motion is applied to the two surfaces [21]. These waves allow slippage in local areas of the interface, under the influence of the interfacial stresses, even when the apparent coefficient of friction is moderately high (~ 0.4 - 0.7). Such local slippage is not likely to occur when the pad's viscoelastic layer is nonexistent. If the pad was to slip, it would have to slip in its entirety. In both the cases of the 0-series Vac Damps and the adhesive bonded pads, the no-slip condition seems to be the best explanation for the observed phenomenon. That implies local slippage does occur when actual viscoelastic layered Vac Damps are used, because they do not provoke such low pressure area and untypical time signals; this would go along previous conclusions [7].

Acoustic intensity vectors are plotted from NAH calculations of the acceleration noise samples. Due to the nature of Nearfield Acoustical Holography and the required Fast Fourier Transform (FFT) procedure, the frequency spectrum undergoes a digitization process. For that reason, each plot must represent vectors from a separate frequency point. In order to adequately describe the effects of Vac Damps on the vectorial intensity field, only a few characteristic plots are presented herein. Unless otherwise stated, each plot represents a slice of the field, along a vertical plane that contains the impact axis. Figure E.8 shows the field slices for the bare plate configuration, at 1500 and 4000 Hz, and serves a comparison purpose. For both frequencies, the undeformed plate is represented as a solid horizontal line. Its impact point is shown as a dot at the (0,0) coordinates. The plate's theoretical structural wave, for a given frequency, is represented by an exaggerated dashed curve. The structural wavelength was evaluated with:

$$\Lambda = \frac{c_o}{f} = \frac{6.88}{f^{1/2}} \quad (16)$$

Intensity vectors are plotted for 32 points inside the field slice; these points are located at 25, 50, 75 and 100 mm from the plate, and ± 15 , ± 45 , ± 75 and ± 105 mm vertically from the impact axis. The vectors' length is proportional to their amplitude. It should be noted that due to the present NAH system's limitations, intensity vectors, as calculated for points at ± 105 mm from the impact axis, include inaccuracies and should not be relied on. At low frequencies (figure E.8a), the impact point acts as an acoustical sink. This was expected, since that area of the plate actually moves backwards from the microphones, causing a local rarefaction on that side of the plate. The borders of the deformed area bulges towards the microphones, provoking an annular compression in the air [12]. Air particles thus travel

along the plate, from the compression zone to the rarefaction zone. For subsonic frequencies, these pressure variations fade out as they propagate through the air, away from the plate, and are well represented by the 1500 Hz vectors. The supersonic frequencies such as 4000 Hz, on the other hand, travel as a flexural shock wave. The impact area of the plate no longer acts as a sink, since the vectors point outward from the plate. In effect, figure E.8b shows that part of the supersonic energy originates away from the impact point, around the annular compression zone. It tends to focus along the impact axis as it propagates away from the plate, probably under the influence of the low pressure area around the impact point.

Figure E.9 shows how the acoustic field of the impacted plate is modified, at 1500 and 4000 Hz, by the presence of various Vac Damp configurations. Again, for each configuration and frequency, only a central, vertical slice of the field is presented. Symmetrical viscoelastic padding (fig. E.9 a and b) reduces the amount of energy emitted by the plate, away from the impact point, but does not seem to affect the plate's response in the vicinity of the impact. This can be seen from the vectors lengths close to, and away from the impact point, along the plate. At low frequencies, the impacted area still acts as a sink; at high frequencies, the energy field is still focused along the impact axis. These observations confirm that the pads have little effect on the immediate response of the plate under impact, but they do hinder the energy propagation within the plate. The use of a single viscoelastic pad provokes the same reaction, but only on that half of the plate. In this case high frequencies are focused along an axis at a slight angle with respect to the impact axis (fig. E.9c). Results of large horizontal position asymmetries appear similar to those of the single pad, except the focal axis is at a horizontal angle from the impact axis instead of a vertical angle. The most respectable change in the acoustic field comes from the use of the 0-series pads (no viscoelastic). These pads cause a two low intensity regions pressure cancellation,

at supersonic frequencies, which was previously discussed. The wave propagation is still focused along the impact axis, but it is bordered by a low-energy area along the pads' edge. As can be seen in figure E.9d, there seem to be three sound sources: one being the impact point, and the two others being the pads. At this frequency, these sources seem to cancel each other at an approximate 22° angle from the impact axis. The feature exists only in half the field when a single 0-pad is used together with a viscoelastic pad (fig. E.9e). In this case, the wave propagation in each half of the field corresponds to the characteristics given by the pad located on that half of the plate.

5. CONCLUSION

The temporal and spectral properties of a point impacted plate's acoustic field have been studied. Modifications to those characteristics, due to the presence of Vac Damps onto the plate, have been examined. Effects of asymmetrical Vac Damp configurations on the acceleration noise have been observed.

The measured acceleration noise field, near the impact point of a bare plate, corresponds perfectly to that of a dispersive impulse. As the observation angle increases, the single acceleration noise peak (at 0°) takes on the typical M-shape of a dispersed wave, exhibiting the intimate relationship that exists between the flexural wave within the plate and the nearby acoustic wave propagation. The global acceleration noise field is rather homogeneous. Intensity vectors at sub-critical frequencies show how the impact point acts as an acoustical sink, whereas it becomes more of a propagation angle deflector for super-critical frequencies.

Symmetrical Vac Damp configurations' analysis shows that these vacuum-applied damping pads do greatly affect the flexural wave propagation within the plate. Attenuation

of ringing energy is confirmed to increase with the pads size and thickness. In addition, the analysis shows that attenuations also increase with the measurement distance from the impact axis and that the plate's critical frequency becomes lower, due to the Vac Damps. Vac Damps appear not to affect the plate's initial response to the impact (initial acceleration), but to interfere with the flexural shock wave propagation (part of acceleration noise) and the resulting free vibration of the plate (ringing). Therefore, they do effectively reduce the global noise propagated to a riveting worker's head.

In symmetrical configurations, many observations point to the possibility of a local vibration between the two pads, in the vicinity of the impact point. First, the acoustic time signals in the impact axis no longer boast a single, isolated peak, as for the bare plate configuration. A second crest immediately follows, indicating that a local plate rebound occurs. An immediate vibration also results, which cannot be found in the bare plate configuration. Second, the acceleration noise spatial distribution is more focused, indicating that the impact's flexural shock wave partly bounces off the pads' edges. The intensity vectors' field also shows this effect.

The use of vacuum applied pads that do not possess a viscoelastic layer also provides precious information. First, these pads also reduce the ringing energy from the plate, due to inertial amplification and rigidity increase, but do not seem to perform much damping. Second, they act in much the same way as adhesive bonded pads, causing a low-pressure area in the near field, at an angle from the impact axis. In both cases, the phenomenon was related to a no-slip condition. Since Vac Damps (vacuum applied viscoelastic pads) do not cause such an effect, it is implied that slippage does exist at their pad-plate interface.

As all Vac Damps have more or less the same influence on the initial plate response to the impact, size and thickness asymmetries do not provoke any measurable change in the

acceleration noise field's directivity. However, the use of a single Vac Damp causes the plate's near field to "split" in halves: one typical of the bare plate's and the other typical of the Vac Damps'. In this case, the near field intensity vectors show that the main radiation angle slightly moves away from the impact axis (normal to the plate). Placing Vac Damps at different distances from the impact point (vertical position asymmetry) causes a similar behavior. This effect could be used to re-orient the acceleration noise and radiate it slightly away from the worker's position.

Asymmetries that include vacuum applied pads that do not possess a viscoelastic layer also have a great influence on the field. Again, half of the field is typical of this type pad (with pressure lows) while the other half is typical of the other side's configuration. The combination of such pads with normal Vac Damps could be used on riveted structures to create both the ringing attenuation and the acceleration noise local reductions that will minimize the noise intensity at the workers' ears. Installing a pair of small dimensions, non-viscoelastic vacuum pads close to the impact point and a pair of large Vac Damps on the rest of the structure could possibly modify the acoustic field in a way that both ringing and acceleration noises are reduced at the worker's position.

6. ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by the Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche, and equipment was financed in part by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada. The work was performed while A.R. was affiliated with the Department of Mechanical Engineering of École Polytechnique de Montréal.

7. REFERENCES

- ¹ Akay, Adnan (1978). "A review of impact noise," J. Acoust. Soc. Am. 64(4), 977-987.
- ² Richards, E.J., Westcott, M.E. and Jeyapalan, R.K. (1979). "On the prediction of impact noise I: acceleration noise", J. Sound Vib. 62(4), 547-575.
- ³ Brooks, Gary E. (December 11, 1990). "Noise Reducing Tool and Method", U.S. Patent No. 4,976,334.
- ⁴ Amram, M., Ostiguy, G. and Lahlou, R. (1993). "Contrôle des vibrations engendrées et du bruit rayonné par les marteaux riveteurs dans l'assemblage aérospatial". Rapport d'étape pour l'IRSST, projet N/D RS-91-25.
- ⁵ Amram, M., Ostiguy, G. and Lahlou, R. (1994). "Contrôle des vibrations engendrées et du bruit rayonné par les marteaux riveteurs dans l'assemblage aérospatial". Rapport final pour l'IRSST, projet N/D RS-91-25.
- ⁶ Amram, Maurice and Brooks, Gary E. (1996). "Case history: Noise control in airplane manufacturing", Noise Control Eng. J. 44(4), 193-199.
- ⁷ Scurtu, Petru Razvan (1995). "Etude d'un système de deux tampons amortissants fixés sur une plaque rectangulaire". Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, Canada.
- ⁸ Ross, Annie, Amram, Maurice and Ostiguy, Germain (Submitted Dec. 1999). "Benefits of Vac Damps over adhesive bonded damping pads for impact noise control". Applied Acoustics.
- ⁹ Ross, Annie, Ostiguy, Germain and Amram, Maurice (Submitted Nov. 30, 1998). "Extracting the acceleration noise field of an impacted flexible structure", J. Sound Vib.

- 10 Ross, Annie, Ostiguy, Germain and Amram, Maurice (1999). "New signal processing developments for low cost near-field acoustical holography systems", Noise Control Eng. J. 47(1), 28-44.
- 11 Akay, Adnan and Latcha, Michael (1983). "Sound radiation from an impact-excited clamped circular plate in an infinite baffle", J. Acoust. Soc. Am. 74(2), 640-648.
- 12 Goldsmith, Werner, *Impact* (Edward Arnold Ltd., USA., 1960)
- 13 Denisenko, N., Scarano, G., Matteucci, M. and Pappalardo, M. (1985). "An approximate solution of the transient acoustic field", IEEE Trans. sonics and ultrasonics, SU-32(6), 821-827.
- 14 Heitkämper, W. (1985). "Näherungsweise Berechnung der Schallabstrahlung von stoßartig angeregten Platten", Acustica, 58(3), 141-148.
- 15 Wåhlin, A.O., Gren, P.O. and Molin, N-E. (1994). "On structure-borne sound: Experiments showing the initial transient acoustic wave field generated by an impacted plate", J. Acoust. Soc. Am., 96(5), 2791-2796.
- 16 Fahy, Frank, *Sound and Structural Vibration: Radiation, Transmission and Response* (Academic Press Inc, London, 1985)
- 17 El-Raheb, M. and Wagner, P. (1987). "Wave propagation in a plate after impact by a projectile", J. Acoust. Soc. Am. 82(2), 498-505.
- 18 Takahashi, D. (1992). "Frequency analysis of sound radiation from an impact-excited plate", J. Acoust. Soc. Am. 91(5), 2708-2713.
- 19 Feit, David (1966). "Pressure radiated by a point-excited plate", J. Acoust. Soc. Am. 40(6), 1489-1494.
- 20 E.A. Avallone, T. Baumeister III. *Mark's Standard Handbook for Mechanical Engineers* (McGraw-Hill, 9th edition, 1987)
- 21 J.A. Williams, *Engineering Tribology* (Oxford University Press, 1994)

FIGURE LEGENDS

- Fig. 1 Typical, symmetrical damping pads configuration on the impacted plate, featuring the impact point, the damping pad positions and the microphone grid position.
- Fig. 2 Asymmetrical damping pads configurations: a) size asymmetry; b) horizontal position asymmetry; c) vertical position asymmetry.
- Fig. 3 Plate geometry and coordinate systems.
- Fig. 4 First 10 ms of typical time-pressure samples from symmetrical configurations, near the impact axis: a) bare plate; b) use of two X2 pads; c) use of two L0 pads.
- Fig. 5 First 10 ms of typical time-pressure samples from symmetrical configurations, away from the impact axis: a) bare plate; b) use of two X2 pads; c) use of two L0 pads.
- Fig. 6 Evolution of the ringing energy with Vac Damps as compared to that of bare plate, at the beginning of the ringing signal, with respect to the sampling window's duration, for various symmetrical configurations.
- Fig. 7 Global acceleration sound pressure level at 50 mm from the impacted plate, for various padding configurations: a) bare plate, b) symmetrical X2 pads, c) single G2 pad on bottom half, d) G2 pad on bottom half and G0 pad on top half.
- Fig. 8 Central vertical slice from the acceleration noise intensity field of the impacted bare plate, as calculated by NAH: a) at 1500 Hz, b) at 4000 Hz (— undeformed plate, ● impact point, - - - exaggerated flexural wave at given frequency).
- Fig. 9 Central vertical slice from the acceleration noise intensity field of the impacted plate under various padding conditions, as calculated by NAH: a) symmetrical X2 pads at 1500 Hz, b) symmetrical X2 pads at 4000 Hz, c) single G2 pad on left hand side at 4000 Hz, d) symmetrical G0 pads at 4000 Hz, e) G2 pad on left hand side and G0 pad on right hand side, at 4000 Hz.

TABLE LEGENDS

Table 1	Test samples denominations.
Table 2	Acoustic pressure during mechanical contact on the bare plate, as measured with the center-grid microphones and as approximated with equations 8 and 9, with relative error on the approximations. (* after theoretical end of contact).
Table 3	First natural frequency (f_1), critical frequency (f_{cr}) and flexural wave velocity (c_o) as a function of frequency, for various 0.91 m by 0.61 m thin plate configurations.
Table 4	Acceleration time signal characteristics along the impact axis, for various symmetrical configurations.
Table 5	Acceleration time signal energy away from the impact axis and radiated energy ratio with respect to the on-axis measurements, for various symmetrical configurations.
Table 6	“Initial ringing” and “global ringing” energy attenuations with respect to the BP configuration, for center-grid and corner-grid microphones on symmetrical configurations.
Table 7	Frequency response function energy ratio with respect to the bare plate configuration.

Tableau E.1 : Dénomination des spécimens de tests.

PAD SIZES (PLATE COVERAGE WHEN USING 2 PADS)	VISCOELASTIC THICKNESS		
	0 mm	3.2 mm	6.4 mm
126 mm x 176 mm (8 % coverage)	S0	S1	S2
219 mm x 306 mm (24 % coverage)	M0	M1	M2
282 mm x 395 mm (40 % coverage)	L0	L1	L2
357 mm x 500 mm (64 % coverage)	X0	X1	X2

Tableau E.2 : Pression acoustique durant le contact mécanique sur la plaque nue, telle que mesurée au microphone de référence et telle qu'évaluée par les équations 8 et 9.

sample time (10 ⁻⁶ seconds)	pressure amplitude (Pa) and relative error (%)		
	measured signal	equation 8	equation 9
0	0.116	0 (—)	0 (—)
31	-13.244	-12.72 (4 %)	-14.90 (12 %)
63	-29.795	-29.39 (1 %)	-29.46 (1 %)
94	-29.947	-30.60 (2 %)	-30.31 (1 %)
125	-16.855	-16.95 (1 %)	-17.06 (1 %)
* 156	- 0.548	- 4.79 (—)	0 (—)

Tableau E.3 : Première fréquence naturelle, fréquence critique et vitesse de l'onde de flexion dans diverses plaques rectangulaires de 0,91 m par 0,61 m.

PLATE CONFIGURATION (914.4 mm x 609.6 mm, each simply supported)		f_1 (Hz)	f_{cr} (Hz)	c_o (m/s)
1	bare plate ($h_o = 4.8$ mm)	46	2490	$6.88 f^{1/2}$
2	bare constraining layer ($h_o = 1.5$ mm)	14	7980	$3.84 f^{1/2}$
3*	plate and constraining layer ($h_o = 6.3$ mm)	60	1905	$7.85 f^{1/2}$
4	bare Rhinohyde, single thickness ($h_o = 3.2$ mm)	0.5	288 650	$0.72 f^{1/2}$
5	bare Rhinohyde, double thickness ($h_o = 6.4$ mm)	1.0	114 320	$1.01 f^{1/2}$
6	Rhinohyde ($h_o = 3.2$ mm) with constraining layer	10.4	11 000	$3.27 f^{1/2}$
7	Rhinohyde ($h_o = 6.4$ mm) with constraining layer	8.7	13 140	$2.99 f^{1/2}$
8*	3-ply laminate with single thickness Rhinohyde	89	1290	$9.57 f^{1/2}$
9*	3-ply laminate with double thickness Rhinohyde	117	980	$10.97 f^{1/2}$

Tableau E.4 : Caractéristiques du signal temporel d'accélération le long de l'axe de frappe, pour diverses configurations symétriques.

CONFIGURATION			ENERGY (N·m)	NEGATIVE PEAK			POSITIVE CREST	
	SIZE	THICK- NESS		amplitude	rise time	duration	amplitude	duration
BP			1.6×10^{-4}	- 31.5 Pa	77 μ s	156 μ s	0 Pa	0 μ s
L0		●	1.3×10^{-4}	- 29.9 Pa	60 μ s	128 μ s	11.2 Pa	116 μ s
L1		●	1.2×10^{-4}	- 26.3 Pa	64 μ s	150 μ s	11.0 Pa	139 μ s
M2	●		2.1×10^{-4}	- 35.4 Pa	68 μ s	131 μ s	13.1 Pa	119 μ s
L2	●	●	1.1×10^{-4}	- 24.6 Pa	68 μ s	139 μ s	8.0 Pa	209 μ s
X2	●		1.2×10^{-4}	- 27.9 Pa	67 μ s	127 μ s	10.6 Pa	82 μ s

Tableau E.5 : Rapport de l'énergie acoustique d'accélération loin de l'axe de frappe sur celle près de cet axe, pour diverses configurations symétriques.

CONFIGURATION			ENERGY (N·m)	ENERGY RATIO WITH ENERGY ALONG AXIS
	SIZE	THICKNESS		
BP			1.44×10^{-4}	90 %
L0		●	1.00×10^{-4}	77 %
L1		●	0.96×10^{-4}	80 %
M2	●		1.40×10^{-4}	67 %
L2	●	●	0.89×10^{-4}	81 %
X2	●		0.88×10^{-4}	73 %

Tableau E.6 : Atténuation de l'énergie de réverbération pour diverses configurations symétriques par rapport à la plaque nue, aux micros du centre et des coins du grillage.

CONFIGURATION			ALONG IMPACT AXIS		AWAY FROM IMPACT AXIS	
	SIZE	THICKNESS	global	initial	global	initial
B			0 dB	0 dB	0 dB	0 dB
L0		●	1.5 dB	-2.4 dB	2.2 dB	-1.2 dB
L1		●	8.0 dB	2.4 dB	9.0 dB	6.8 dB
M	●		6.6 dB	0.7 dB	6.8 dB	3.1 dB
L2	●	●	11.6 dB	6.4 dB	11.6 dB	8.1 dB
X2	●		11.7 dB	3.6 dB	12.0 dB	10.1 dB

Tableau E.7 : Rapport d'amplitude de la fonction de réponse en fréquence entre diverses configurations et la plaque nue.

	0 - 0.8 kHz	0.8 - 1.6 kHz	1.6 - 2.4 kHz	2.4 - 3.2 kHz	3.2 - 6.0 kHz
no viscoelastic pads	1.18 (+0.7 dB)	1.31 (+1.2 dB)	1.84 (+2.7 dB)	2.08 (+3.2 dB)	1.05 (+0.2 dB)
single thickness pads	0.92 (-0.3 dB)	1.34 (+1.3 dB)	1.74 (+2.4 dB)	1.71 (+2.3 dB)	0.94 (-0.3 dB)
double thickness pads	1.05 (+0.2 dB)	1.17 (+0.7 dB)	1.52 (+1.8 dB)	2.31 (+3.6 dB)	0.98 (-0.1 dB)

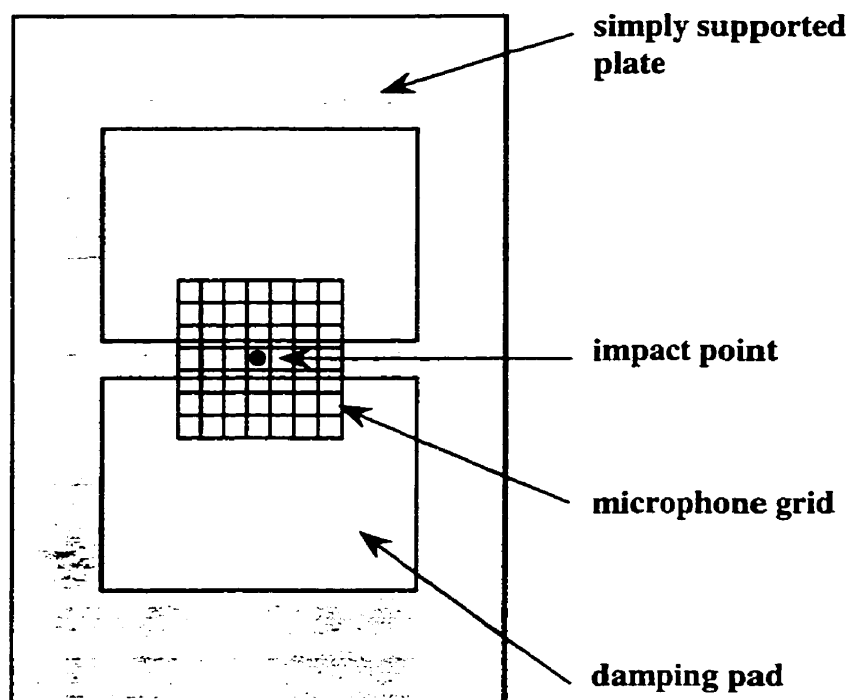
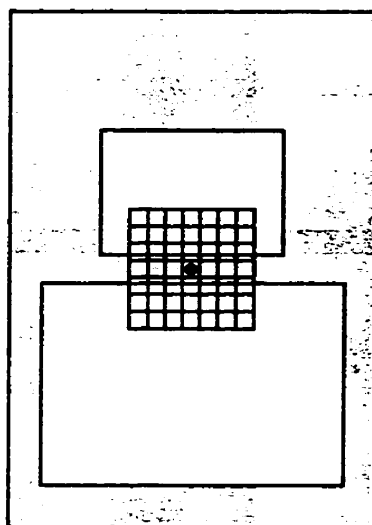
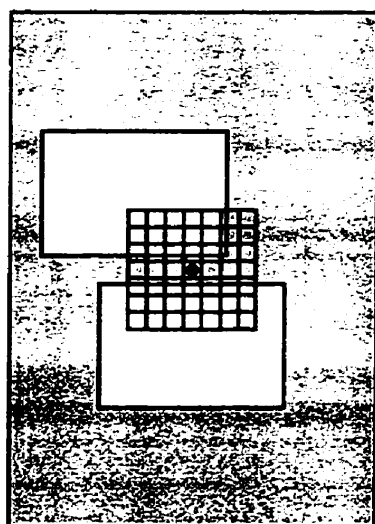


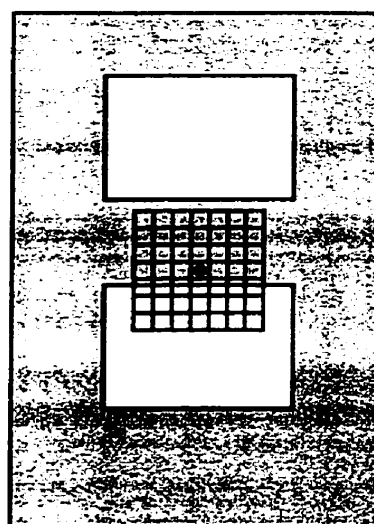
Figure E.1 : Configuration symétrique typique de la plaque avec tampons, indiquant le point d'impact et la position des micros.



(a)



(b)



(c)

Figure E.2 : Configurations dissymétriques : a) dissymétrie de grandeur; b) dissymétrie de position horizontale; c) dissymétrie de position verticale.

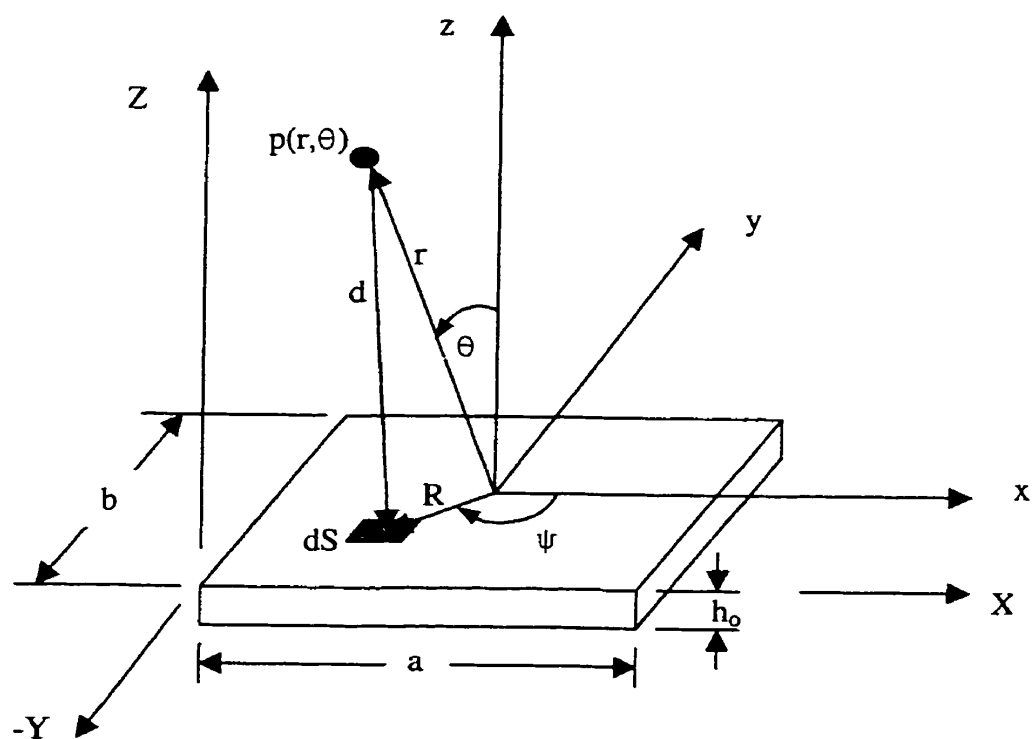


Figure E.3 : Géométrie de la plaque et systèmes d'axes.

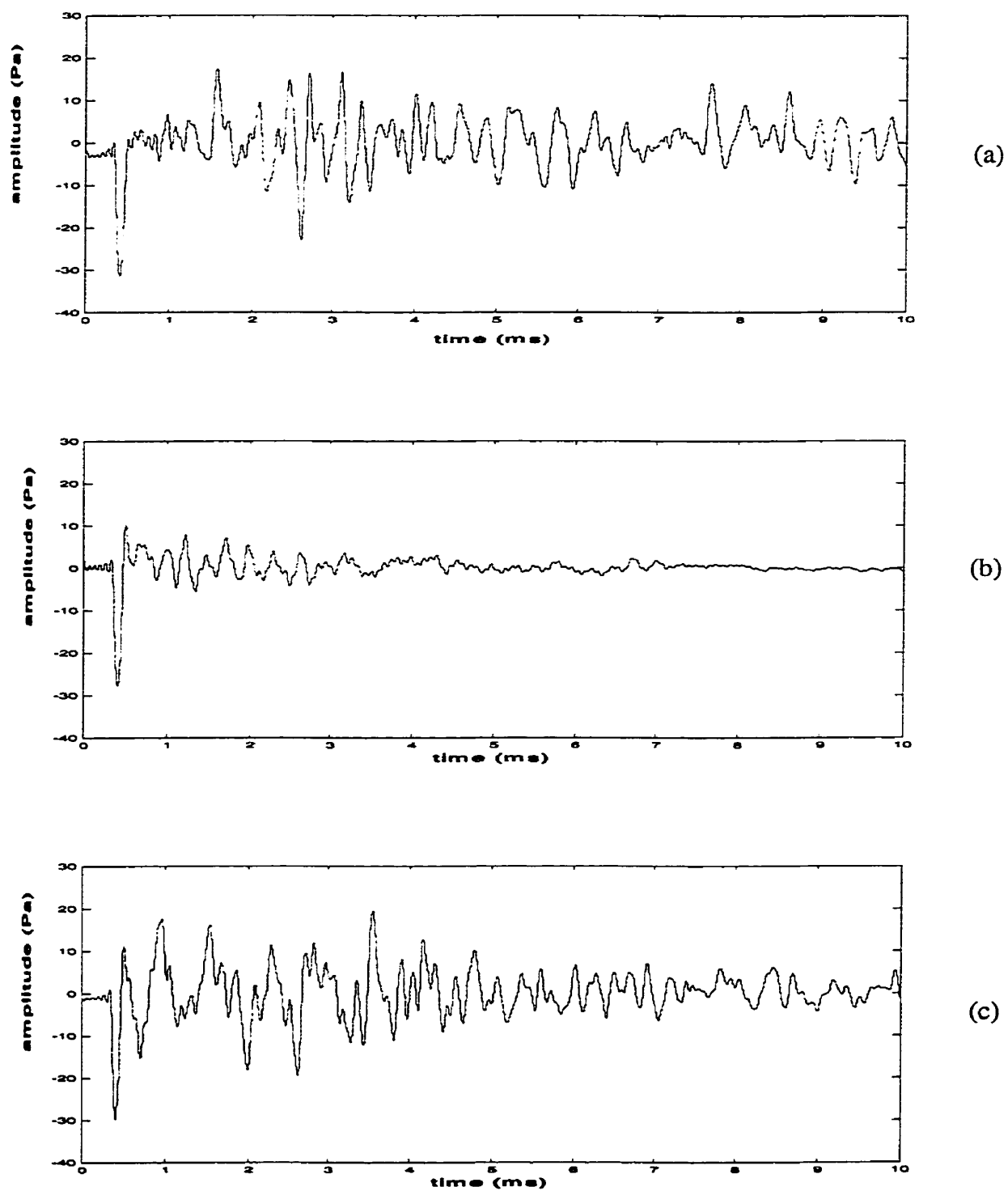


Figure E.4 : Début des échantillons temporels près de l'axe de frappe, pour des configurations symétriques : a) plaque nue; b) avec deux tampons X2; c) avec deux tampons L0.

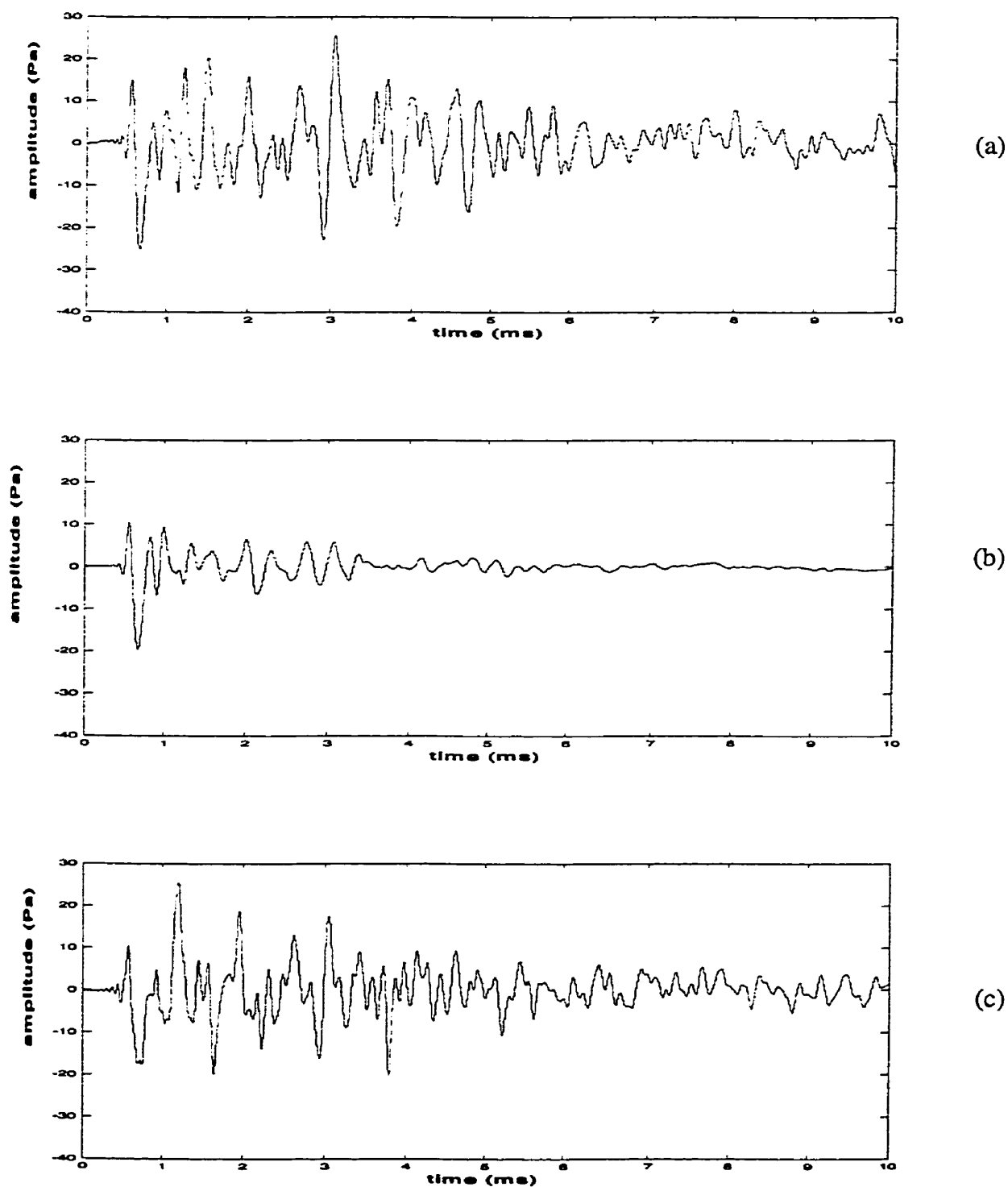


Figure E.5 : Début des échantillons temporels loin de l'axe de frappe, pour des configurations symétriques : a) plaque nue; b) avec deux tampons X2; c) avec deux tampons L0.

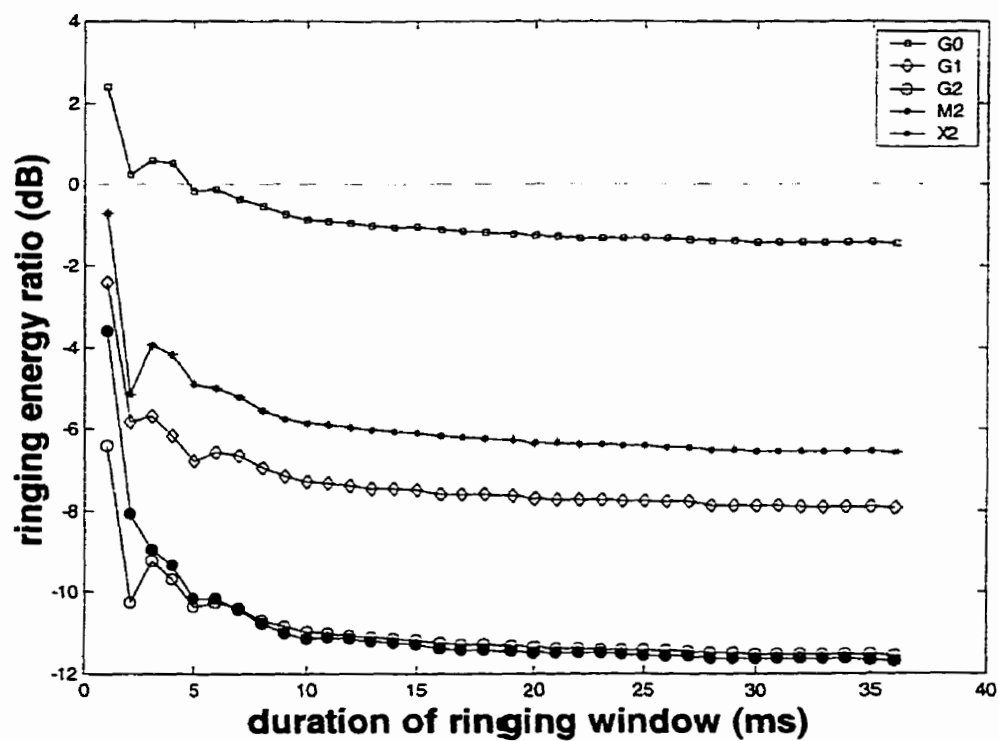
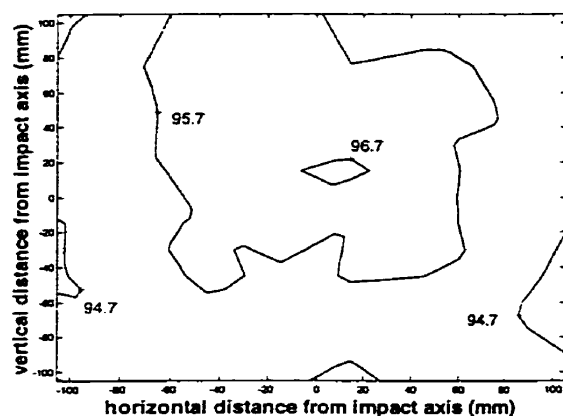
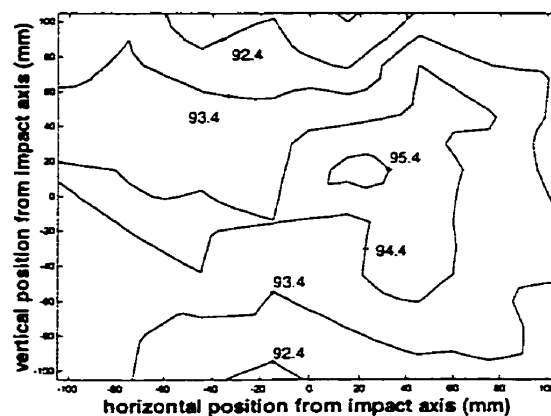


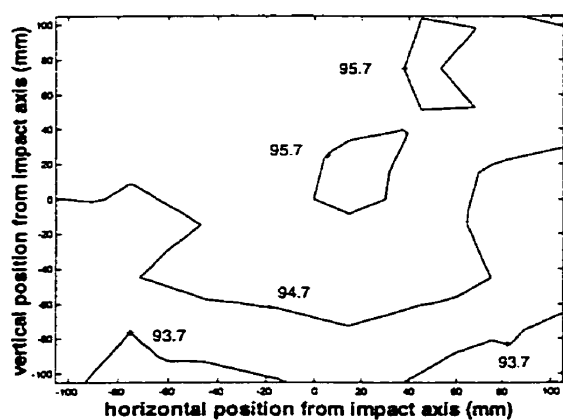
Figure E.6 : Évolution du rapport d'énergie acoustique entre la plaque avec Vac Damps symétriques et la plaque nue, au début de la réverbération et en fonction de la longueur de la fenêtre étudiée.



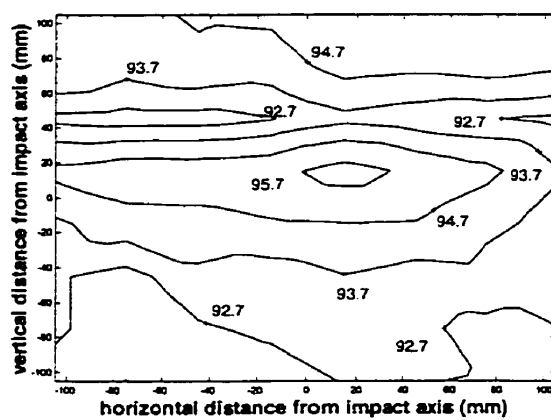
(a)



(b)

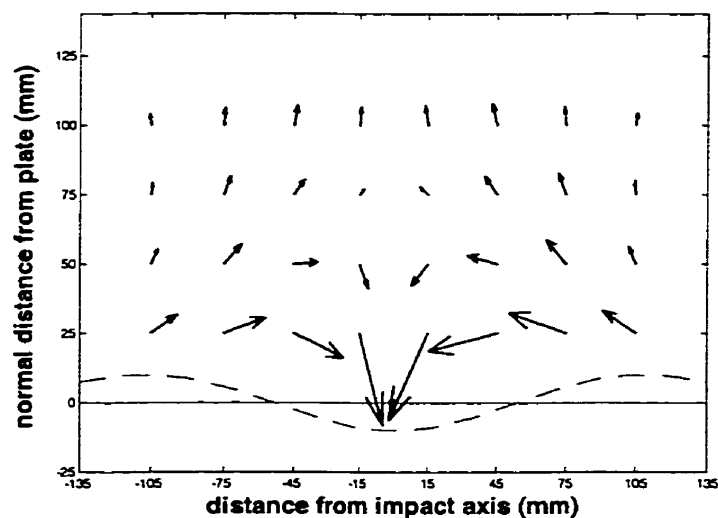


(c)

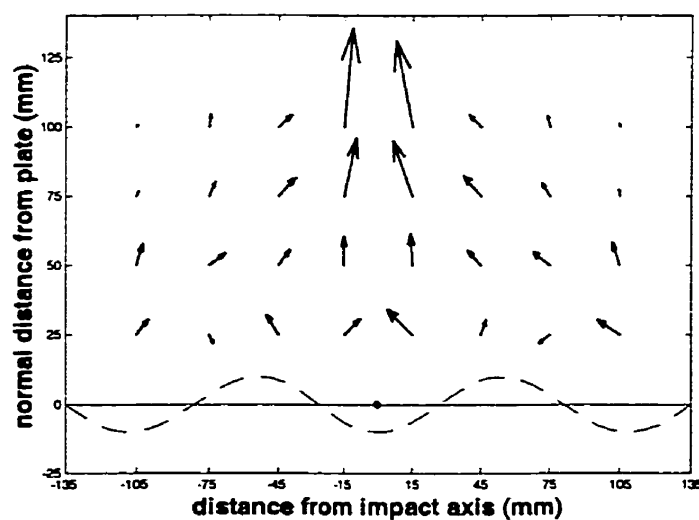


(d)

Figure E.7 : Contours NPS globaux d'accélération dans le plan de mesure : a) plaque nue; b) tampons X2 symétriques; c) tampon G2 sous le point d'impact; d) tampon G2 sous le point d'impact et tampon G0 au dessus de ce point.

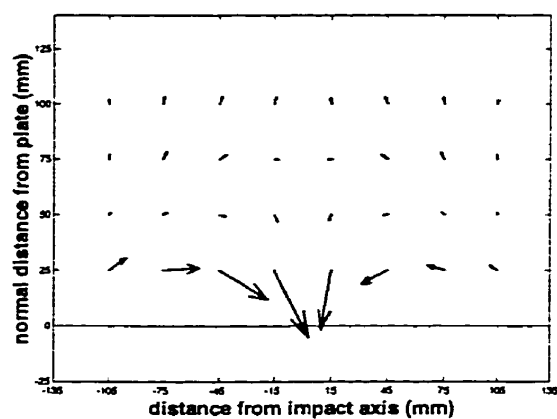


(a)

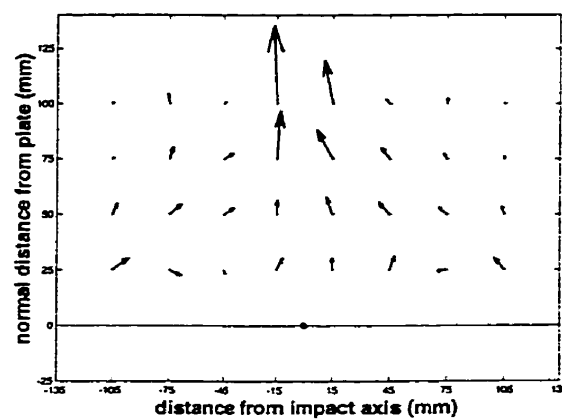


(b)

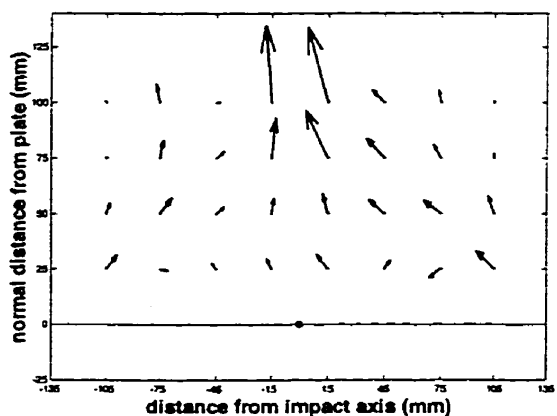
Figure E.8 : Vecteurs d'intensité calculés par NAH, dans un plan de propagation vertical et perpendiculaire à la plaque nue : a) à 1500 Hz; b) à 4000 Hz (— plaque non déformée, ● point d'impact, - - - forme exagérée de l'onde de flexion à la fréquence donnée).



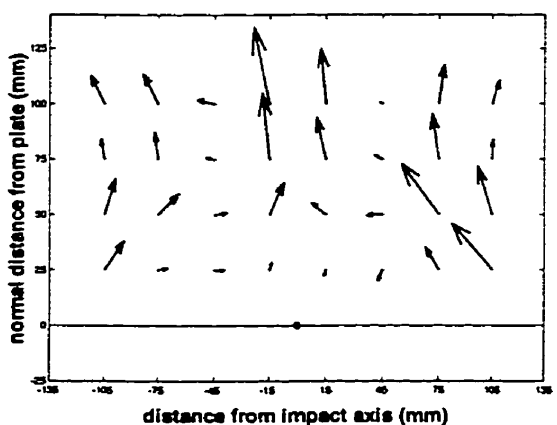
(a)



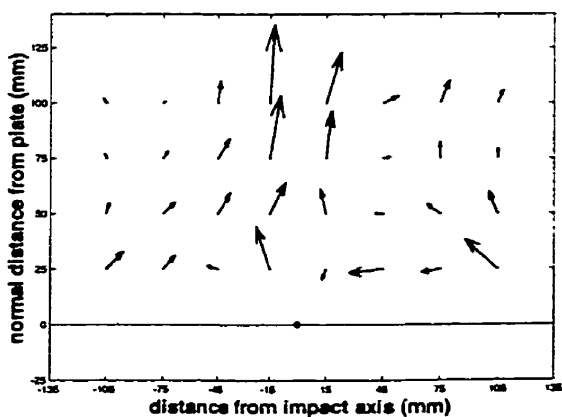
(b)



(c)



(d)



(e)

Figure E.9 : Vecteurs d'intensité calculés par NAH, dans un plan de propagation vertical et perpendiculaire à la plaque : a) tampons X2 symétriques à 1500 Hz; b) tampons X2 symétriques à 4000 Hz; c) tampon G2 à gauche du point d'impact (●) à 4000 Hz; d) tampons G0 symétriques à 4000 Hz; e) tampon G2 à gauche et tampon G0 à droite du point d'impact à 4000 Hz.

ANNEXE F

PHOTOGRAPHIES DU MONTAGE EXPÉRIMENTAL

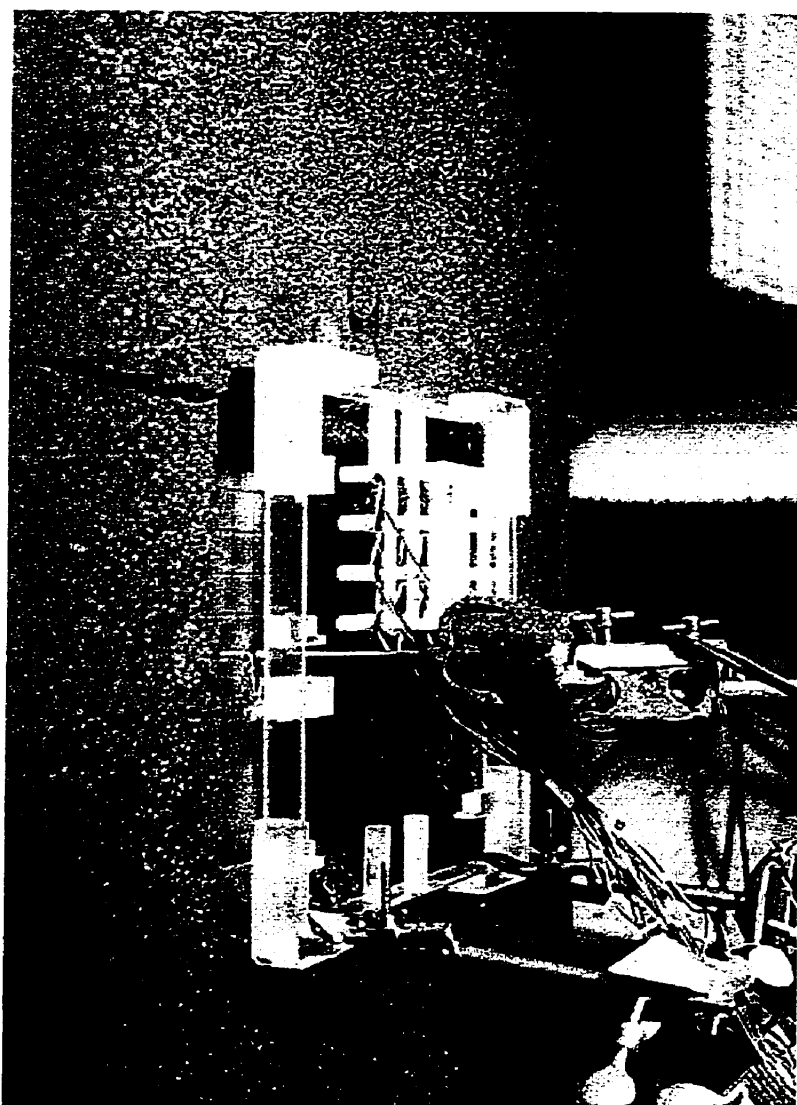
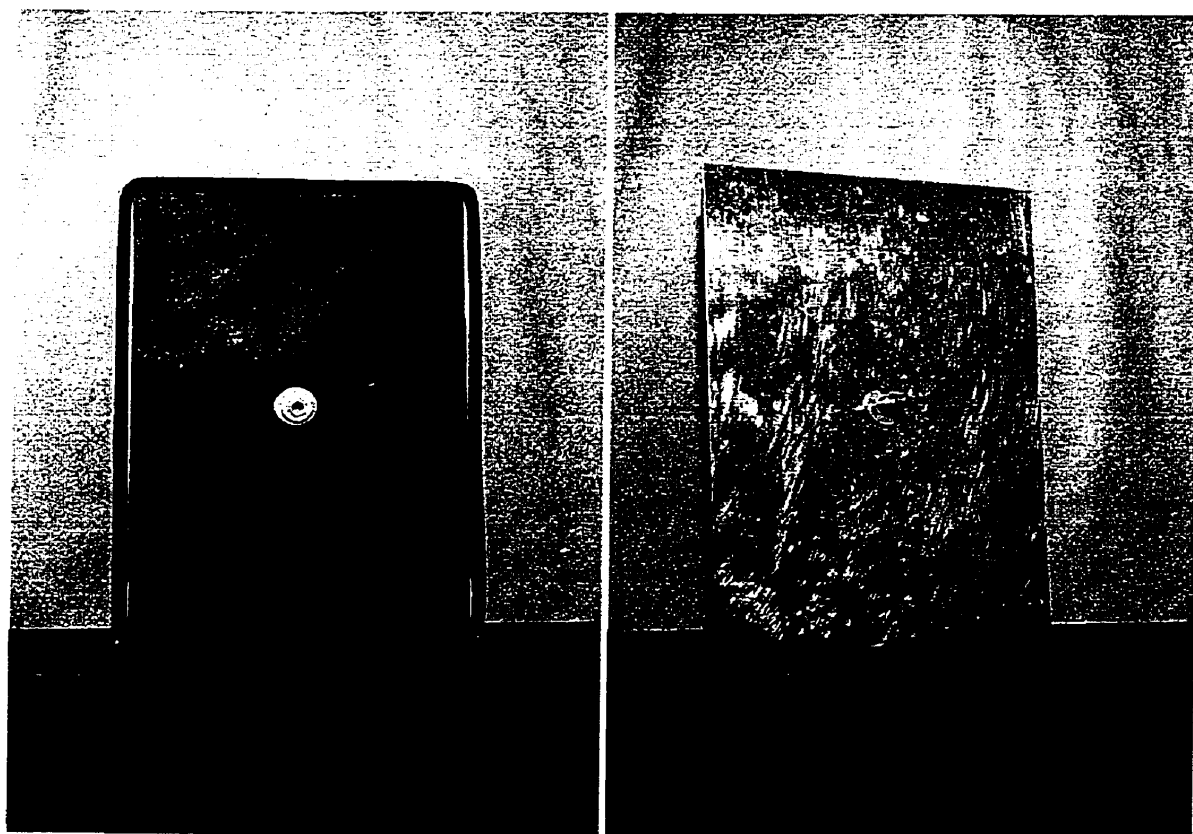


Photo F.1 : Éléments mécaniques de la chaîne de mesures : plaque, marteau, grillage de microphones, cadre de positionnement et écran de mousse.



Photo F.2 : Source hémisphérique dépouillée d'isolation.



(a)

(b)

Photo F.3 : Confection du Vac Damp a) face intérieure -- couche viscoélastique, joint d'étanchéité, prise d'air et canalisation pour l'évacuation; b) face extérieure -- plaque de contrainte et prise d'air.

ANNEXE G

QUALIFICATION DU MARTEAU D'ESSAIS

G.1 Allure du signal acoustique provoqué par un marteau pneumatique

La figure ci-dessous provient des mesures effectuées par Lahlou (1993) sur une structure réelle soumise aux impacts d'un marteau pneumatique. Elle exprime la pression acoustique mesurée à 1 mètre du point d'impact, dans l'axe normal à la structure. D'après ces mesures, la fréquence de frappe serait de l'ordre de $1 / 36 \text{ ms}$, soit environ 27 – 28 Hz. Ce résultat a été confirmé par de nouvelles mesures.

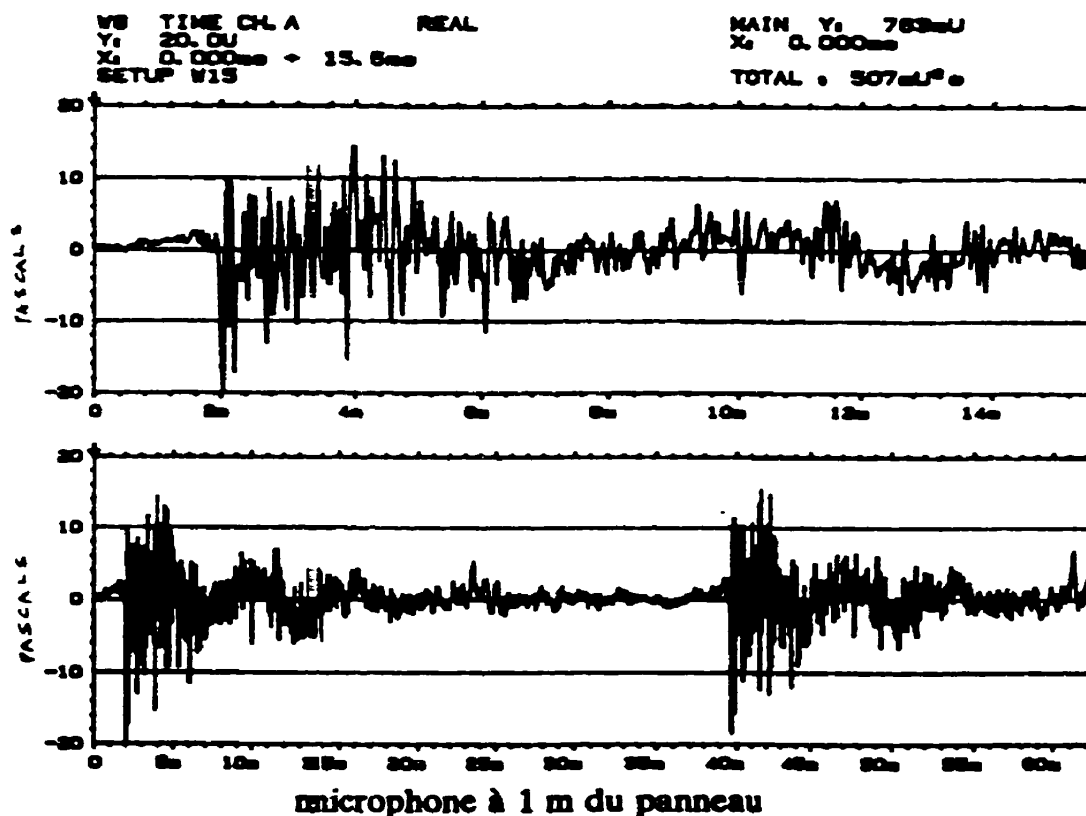


Figure G.1 : Bruit d'impact d'un marteau riveteur sur une structure d'avion, dans l'axe normal à la structure, passant par le point d'impact (tiré de Lahlou, 1993).

G.2 Vérification des émissions acoustiques du système de frappe

La vérification expérimentale comprend deux étapes. Dans un premier temps, le bruit de fond à l'intérieur de la chambre anéchoïque est évalué. Le spectre d'amplitude, à la figure G.2, montre que ce bruit de fond est inférieur à 28 dB sur toutes les bandes de fréquences de 0 à 4000 Hz.

Dans un second temps, le bruit provoqué par le moteur électromagnétique et le mouvement du marteau est déterminé. Les mesures ont été effectuées en actionnant le marteau contre la plaque du banc d'essais, munie d'un coussin de mousse. Très peu d'énergie est alors transférée à la plaque lors des impacts, et le bruit mesuré correspond en bonne partie à celui du système de frappe. D'après la figure G.3, on peut conclure que ce bruit est inférieur à 43 dB sur toutes les bandes de fréquence de 800 à 4000 Hz.

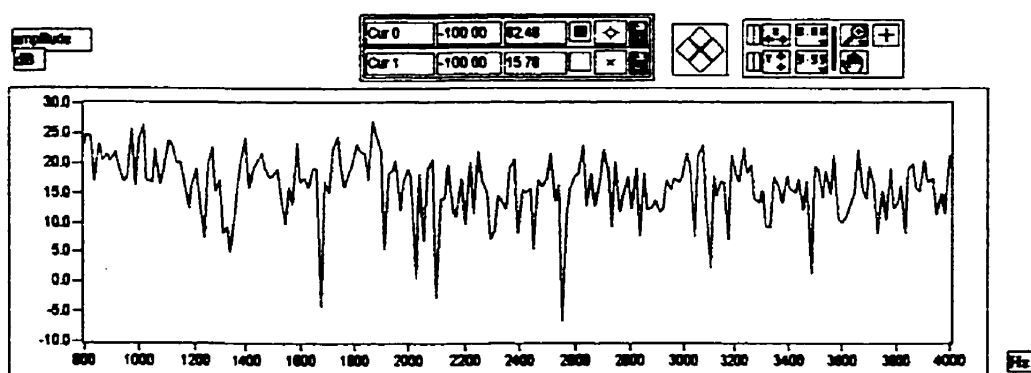


Figure G.2 : Bruit de fond mesuré dans la chambre anéchoïque (Larbi, 1996).

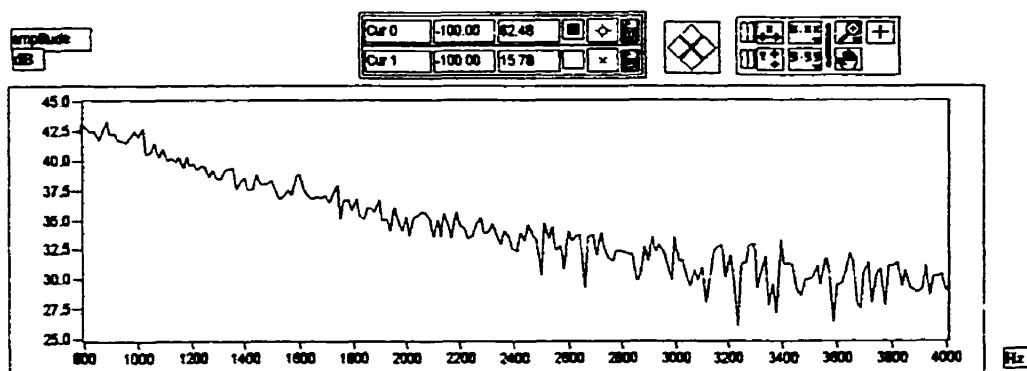


Figure G.3 : Bruit provoqué par le système de frappe, mesuré à 2 cm du point d'impact (Larbi, 1996).

G.3 Vérification de la fréquence de frappe du marteau d'essai

Le marteau, conçu et fabriqué dans le cadre de cette recherche, devait simuler du mieux possible l'action d'un marteau de rivetage, mais sans endommager le banc d'essais et sans entraver le positionnement et le bon fonctionnement des microphones.

La figure G.4(a) ci-dessous montre bien la périodicité des impacts. Les mesures acoustiques ont été prises près de l'axe normal à la plaque passant par le point d'impact. La période mesurée vaut environ 37,5 ms, ce qui correspond à une fréquence de frappe d'environ 27 Hz. L'amplitude des bruits d'impact est légèrement variable d'une période à une autre, ce qui simule parfaitement l'action d'un marteau pneumatique. Le pic d'accélération est légèrement plus élevé que la pression maximum de réverbération.

Par ailleurs, le spectre d'amplitude de ce bruit (figure G.4(b)) démontre que le niveau sonore, qui se situe entre 40 et 88 dB, est nettement supérieur à celui du bruit de fond généré par le moteur.

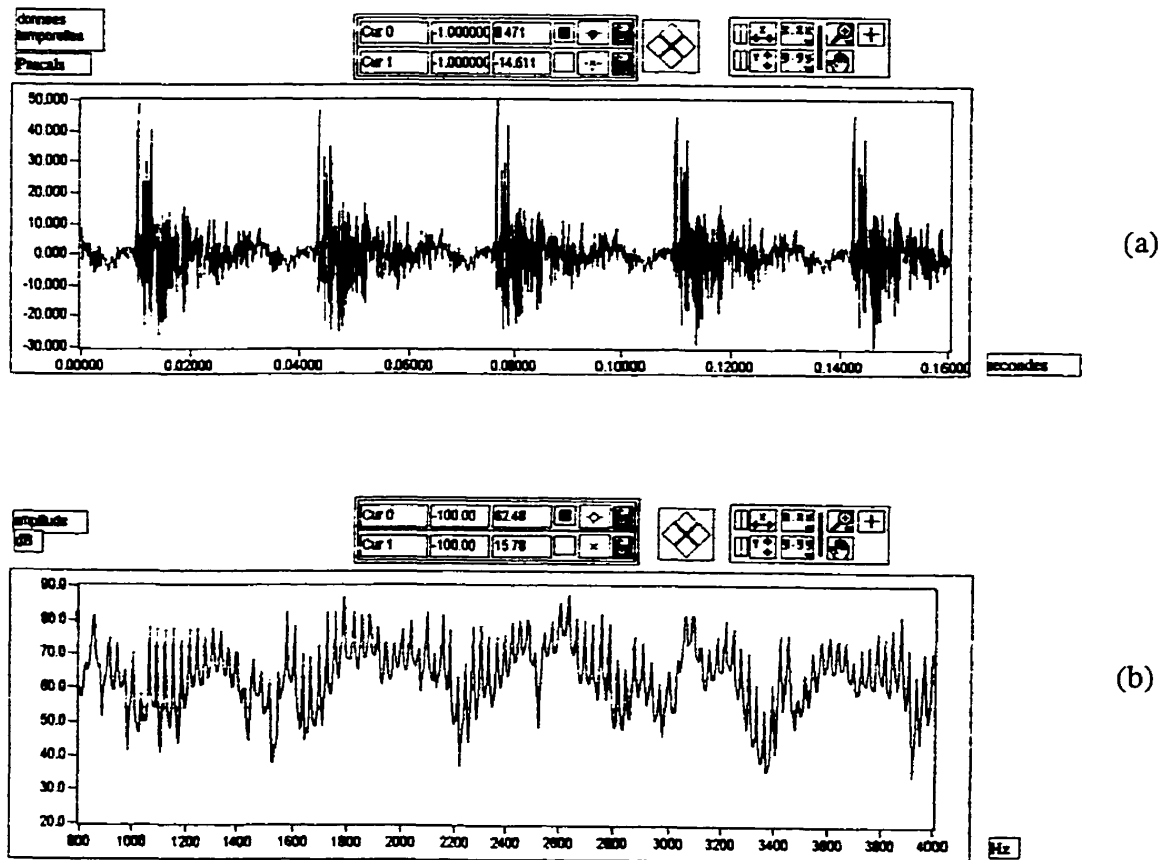


Figure G.4 : Bruit, mesuré à 5 cm du point de contact, provoqué par les impacts sur la plaque du banc d'essais : (a) signal temporel; (b) spectre d'amplitude (Larbi, 1996).

G.4 Vérification de la durée du contact

La durée du contact a initialement été évaluée par l'étude du signal temporel de la force de contact (Larbi, 1996). Une cellule de charge piézo-électrique calibrée, placée sur la plaque au point d'impact et reliée à un amplificateur de charge, offre le signal de force dynamique entre le marteau et la plaque. L'acquisition de ce signal est effectuée par le biais d'un analyseur spectral bi-voies (B&K 2032), à une fréquence de 25,6 kHz. L'appareil effectue la moyenne du spectre instantané sur 100 échantillons successifs de 1024 points et rend le signal temporel ainsi obtenu. Ce signal figure ci-dessous :

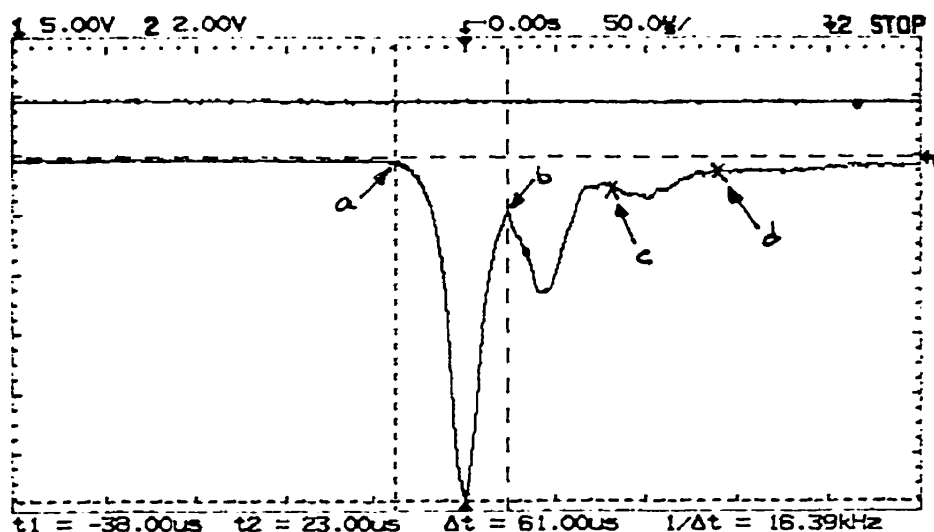


Figure G.5 : Force d'impact, telle que mesurée par cellule de charge (Larbi, 1996).

D'après cette figure, la force d'impact semble durer $\tau = t_d - t_a \approx 145 \mu\text{s}$. Toutefois, deux aspects sont à considérer. Tout d'abord, la fréquence d'échantillonnage (f_s) étant de 25,6 kHz, la résolution temporelle du signal vaut $(f_s)^{-1} = 39 \mu\text{s}$. Cela porte la durée du contact à $0,13 \text{ ms} \leq \tau \leq 0,17 \text{ ms}$. De plus, la forme du signal permet de mettre en évidence que la cellule de charge elle-même vient perturber le contact. En effet, la présence de trois pics durant la période de contact (entre les points a et b, b et c, ainsi que c et d) indique que le système comporte plus d'un degré de liberté. Le contact classique, de type Hertzien, ne comporte qu'un seul pic, de forme $\sin(\pi t/\tau)$. On peut très bien expliquer la présence des trois pics comme correspondant à la première fréquence naturelle du capteur. Une analyse par décroissement logarithmique sur les deux premiers pics confirme que le taux d'amortissement et la fréquence naturelle sont de l'ordre de 0,13 et 20 kHz, respectivement. Ceci étant dit, il est possible que la durée totale du contact (τ), en l'absence du capteur de charge, soit différente.

Le temps de contact a été vérifié grâce une combinaison de mesures et de calculs. Un accéléromètre léger (3g) est placé sur la tige du marteau, de façon à mesurer

l'accélération axiale, et est relié à l'analyseur spectral par le biais d'un amplificateur de charge. Le signal de mesure lors des impacts est échantillonné et traité de la même manière que ci-dessus. On obtient ainsi (par intégration) les courbes d'accélération et de vitesse du marteau (figure G.6). Dans ce cas, le signal temporel d'accélération correspond bien à celui d'un contact Hertzien. La durée du contact ainsi mesurée est de l'ordre de $0,15 \pm 0,02$ ms. De plus, la vitesse du marteau, au moment de contact avec la plaque, est évaluée à $v_0 = 0,326 \pm 0,006$ m/s (Larbi, 1996). En appliquant les relations de Goldsmith (1960), dérivée de la théorie du contact Hertzien, à ce système en particulier, on obtient la durée :

$$\tau = 4.53 \left[\frac{(\delta_b + \delta_o) m_b}{\sqrt{R_b v_0}} \right]^{2/5} = 0,145 \pm 0,002 \text{ ms}$$

Évidemment, ce résultat est fortement tributaire des propriétés mécaniques sélectionnées pour le marteau (δ_b) et pour la plaque (δ_o). Suite aux trois évaluations de la durée du contact, on peut se permettre de la situer entre 0,14 et 0,15 ms.

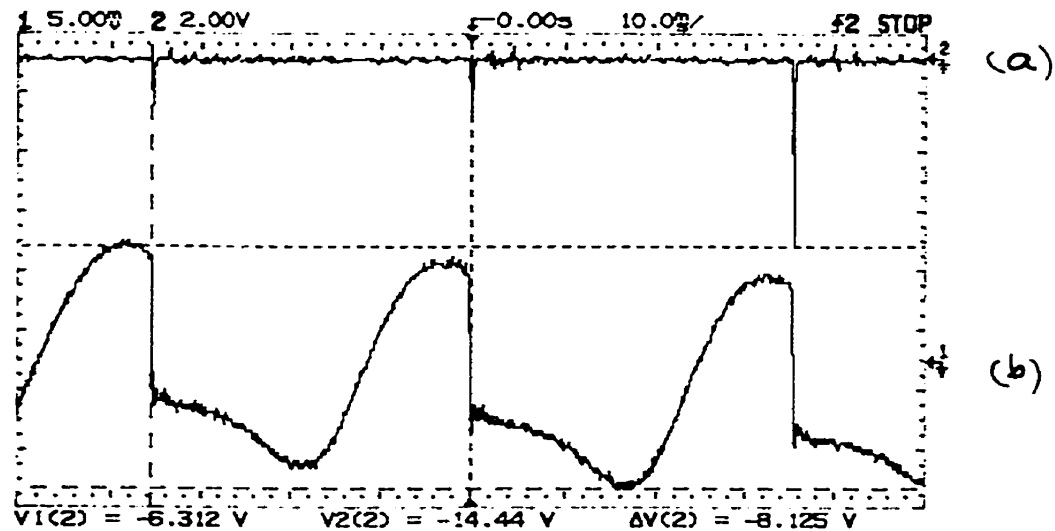


Figure G.6 : Accélération (a) et vitesse (b) du marteau au cours de trois cycles de frappe (Larbi, 1996).

ANNEXE H

PROPRIÉTÉS MÉCANIQUES DES MATÉRIAUX UTILISÉS

Aluminium 2024 :

masse volumique :	2714 kg / m ³
module d'élasticité :	71 GPa
module de rigidité :	26 GPa
coefficient de Poisson :	0,33
1 ^e fréquence naturelle ¹ :	46 Hz

Rhino Hyde :

masse volumique :	1124 kg / m ³
module d'élasticité :	7,2 MPa
module de rigidité :	2,4 MPa
coefficient de Poisson :	0,5
1 ^e fréquence naturelle ² :	1 Hz
1 ^e fréquence naturelle ³ :	0,5 Hz

Laminé mince ⁴ :

masse volumique :	2181 kg / m ³
module d'élasticité :	43,7 GPa
module de rigidité :	16 GPa
coefficient de Poisson :	0,33
1 ^e fréquence naturelle ⁵ :	89 Hz

¹ Calculée pour une plaque simplement supportée de 609,6 mm sur 914,4 mm et de 4,8 mm d'épaisseur.

² Calculée pour une plaque simplement supportée de 609,6 mm sur 914,4 mm et de 3,2 mm d'épaisseur.

³ Calculée pour une plaque simplement supportée de 609,6 mm sur 914,4 mm et de 6,4 mm d'épaisseur.

⁴ Laminé formé de la plaque d'aluminium (4,8 mm), de la couche de Rhino Hyde mince (3,2 mm) et de la couche de contrainte (1,5 mm).

⁵ Calculée pour une plaque simplement supportée de 609,6 mm sur 914,4 mm.

Laminé épais ⁶ :	masse volumique :	1916 kg / m ³
	module d'élasticité :	30,6 GPa
	module de rigidité :	11,2 GPa
	coefficient de Poisson :	0,33
	1 ^e fréquence naturelle ⁷ :	117 Hz
Acier (marteau) :	masse volumique :	7800 kg / m ³
	module d'élasticité :	200 GPa
	module de rigidité :	80 GPa
	coefficient de Poisson :	0,3

⁶ Laminé formé de la plaque d'aluminium (4,8 mm), de la couche de Rhino Hyde épais (6,4 mm) et de la couche de contrainte (1,5 mm).

⁷ Calculée pour une plaque simplement supportée de 609,6 mm sur 914,4 mm.

ANNEXE J

ÉVALUATION PRÉLIMINAIRE DE LA SOURCE HÉMISPHERIQUE

J.1 Introduction

La mise en place d'une source hémisphérique réelle permet de tester le système d'holographie acoustique en champ proche (NAH). La source étant quasi théorique, son champ vectoriel acoustique est facile à prévoir. Ainsi, les vecteurs d'intensité acoustique obtenus par NAH peuvent être évalués par rapport au champ théorique hémisphérique. Il s'agit donc de démontrer, par des mesures expérimentales, que la source réalisée est bel et bien de type hémisphérique.

La présente annexe vient compléter les informations techniques contenues dans la section 8C de l'annexe A, où est décrite la procédure complète d'évaluation de la source hémisphérique. Qiang et Ross (1995) ont écrit un rapport détaillé sur le présent sujet.

J.2 Réalisation de la source hémisphérique

La source hémisphérique est montée en chambre anéchoïque. Elle est composée d'un compresseur (« compression driver »), alimenté par un signal à large bande de fréquences, et dont la sortie est reliée à un 'guide d'ondes' donnant sur un baffle :

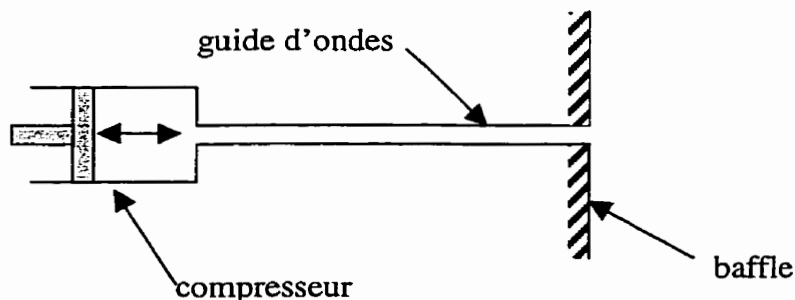


Figure J.1 : Schéma du système (reproduit de Qiang et Ross, 1995).

Compte tenu des dimensions de la source, des calculs analytiques ont permis d'établir que son champ peut être considéré comme hémisphérique, pour les fréquences allant jusqu'à 2000 Hz.

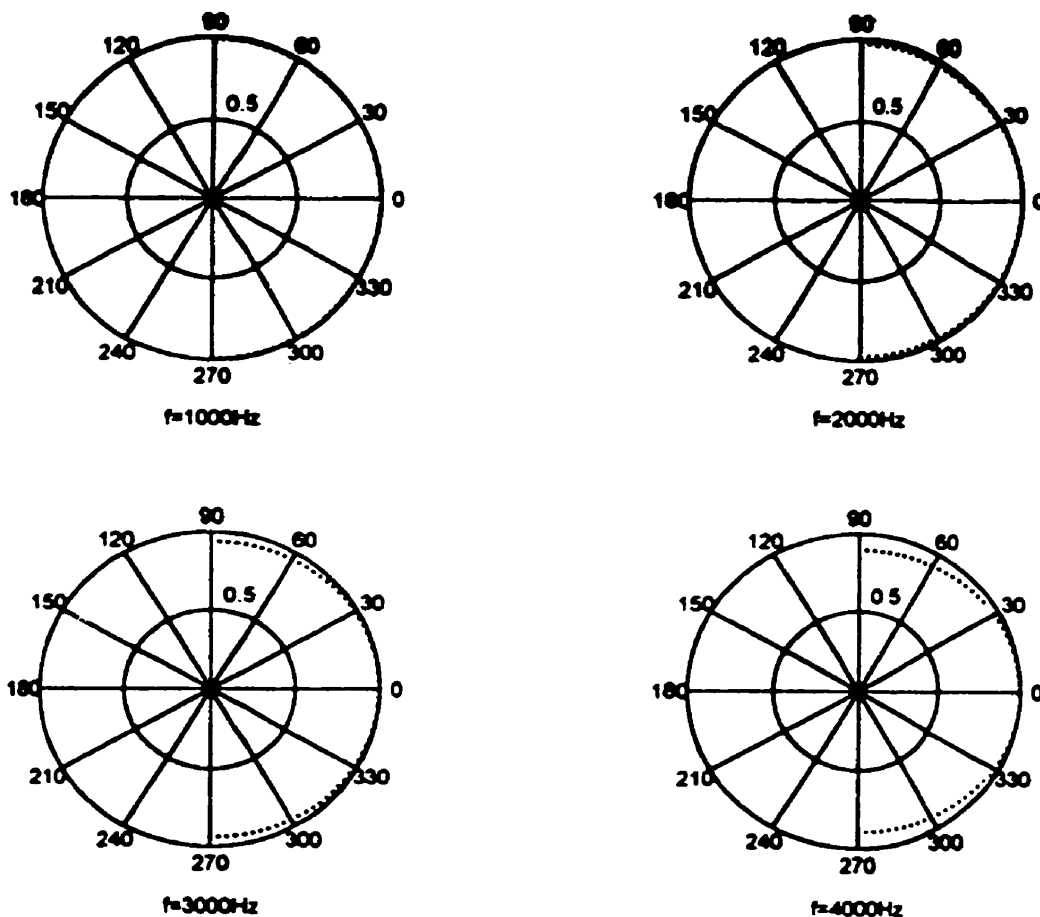


Figure J.2 : Champ de pression acoustique obtenu par calculs analytiques (Qiang et Ross, 1995).

J.3 Évaluation expérimentale préliminaire du champ hémisphérique

L'évaluation préliminaire est effectuée, à partir de mesures successives de niveau de pression sonore (NPS), dans le demi-espace limité par le baffle. Les points de mesure se trouvent le long de deux paires de demi-cercles centrés sur la sortie du guide d'ondes

dans le baffle. Dans chacune des paires, les demi-cercles sont perpendiculaires l'un à l'autre, formant une surface hémisphérique de mesure. Les surfaces de mesure ainsi formées sont concentriques et leur rayon vaut 0,25 m et 0,50 m, respectivement.

La source est alimentée sur une bande de 500 à 3000 Hz. Le signal acoustique est capté par deux micros B&K 4133 et traité à l'aide d'un analyseur de fréquences B&K 2032. La fréquence d'échantillonnage est de 6400 Hz, ce qui permet d'obtenir des données utiles dans une bande de 0 à 3200 Hz. Une moyenne est effectuée sur des groupes de 100 échantillons par point de mesure.

On voit, aux figures J.3 à J.6, la distribution spatiale, en dB et en coordonnées polaires, des niveaux NPS ainsi obtenus sur chacun des demi-cercle de mesure.

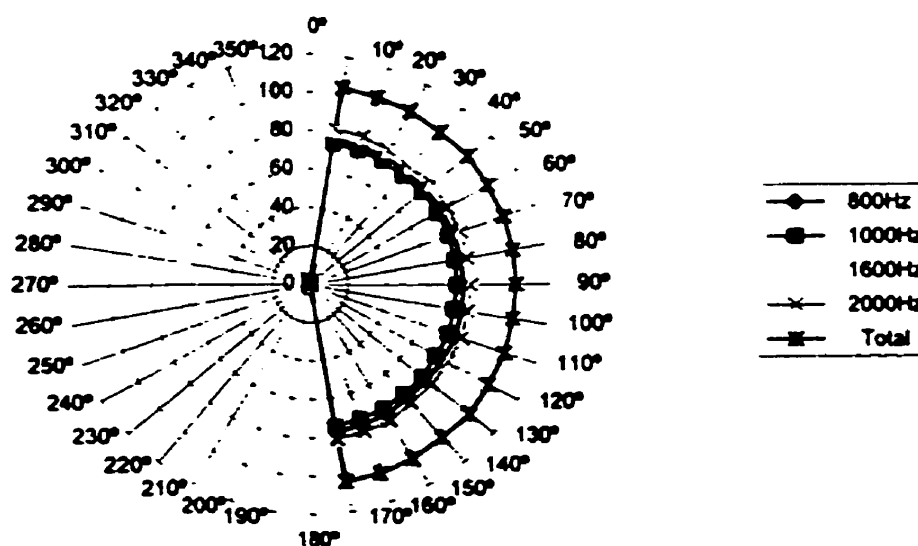


Figure J.3 : Distribution des NPS le long du premier demi-cercle de rayon 0,25 m (Qiang et Ross, 1995).

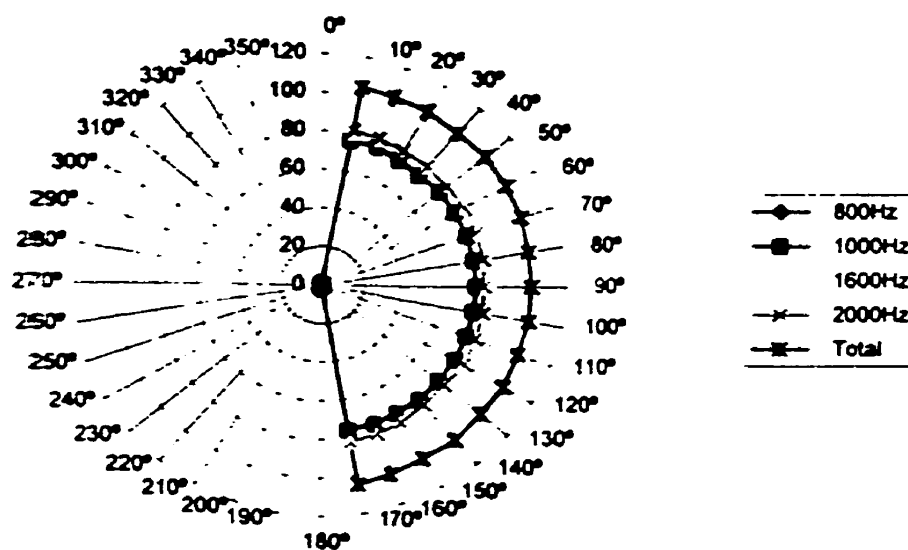


Figure J.4 : Distribution des NPS le long du second demi-cercle de rayon 0,25 m (Qiang et Ross, 1995).

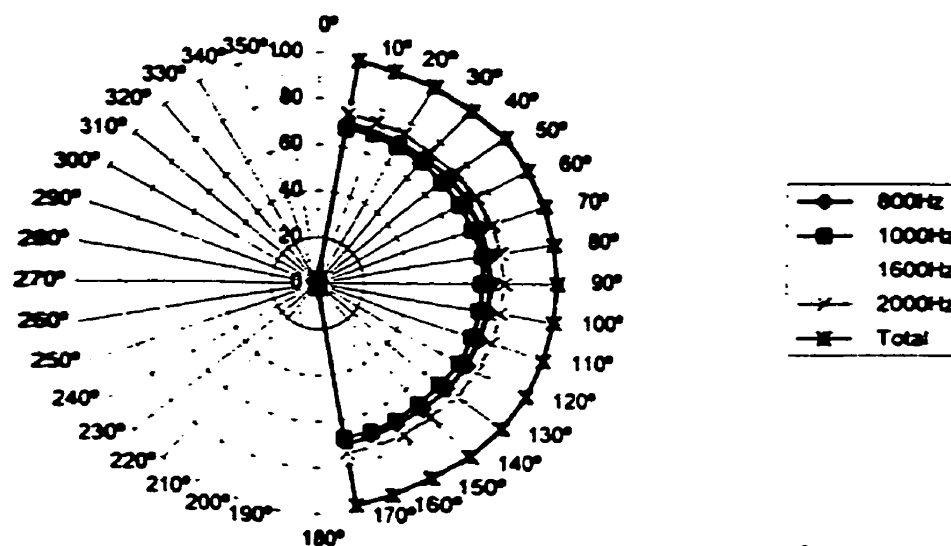


Figure J.5 : Distribution des NPS le long du premier demi-cercle de rayon 0,50 m (Qiang et Ross, 1995).

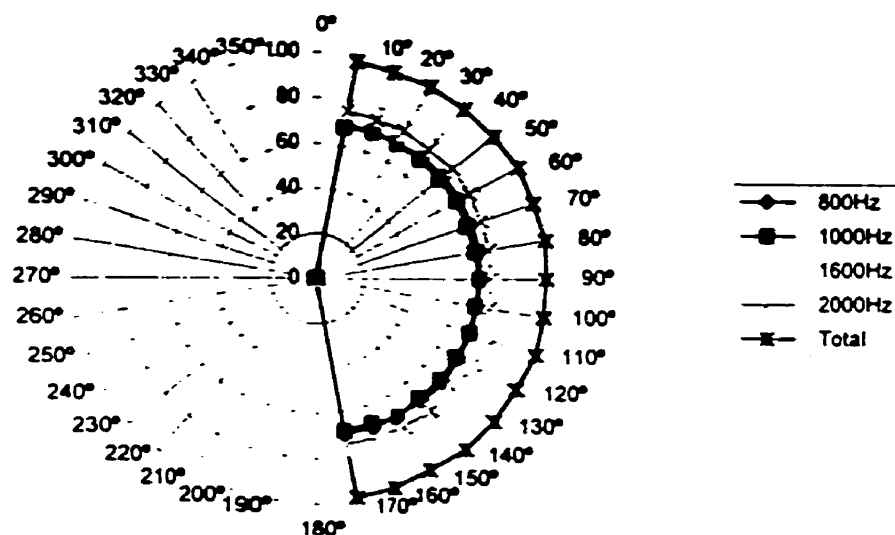


Figure J.6 : Distribution des NPS le long du second demi-cercle de rayon 0,50 m (Qiang et Ross, 1995).

Ces courbes, pratiquement semi-circulaires, permettent de constater que, pour toutes les bandes de fréquences situées de 800 à 2000 Hz, le champ de la source semble être hémisphérique. En effet, pour chaque fréquence sélectionnée, le niveau NPS est pratiquement identique, peu importe l'orientation du point de mesure par rapport à la source.

De plus, on note que la différence moyenne des NPS entre les deux surfaces de mesure (de rayons 25 et 50 cm) est de l'ordre de 6,5 dB. Cela correspond à la diminution théorique d'une onde sphérique avec le doublement de la distance d'observation.

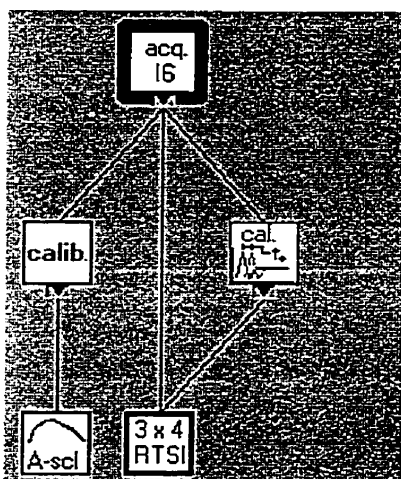
J.4 Évaluation expérimentale complémentaire du champ hémisphérique

Les détails de l'évaluation finale de la source sont donnés à l'annexe A. Cette seconde phase d'évaluation confirme que la source est bel et bien hémisphérique.

ANNEXE K

PROGRAMMES D'ACQUISITION DES DONNÉES SUR LABVIEW

K.1 Hiérarchie des programmes créés



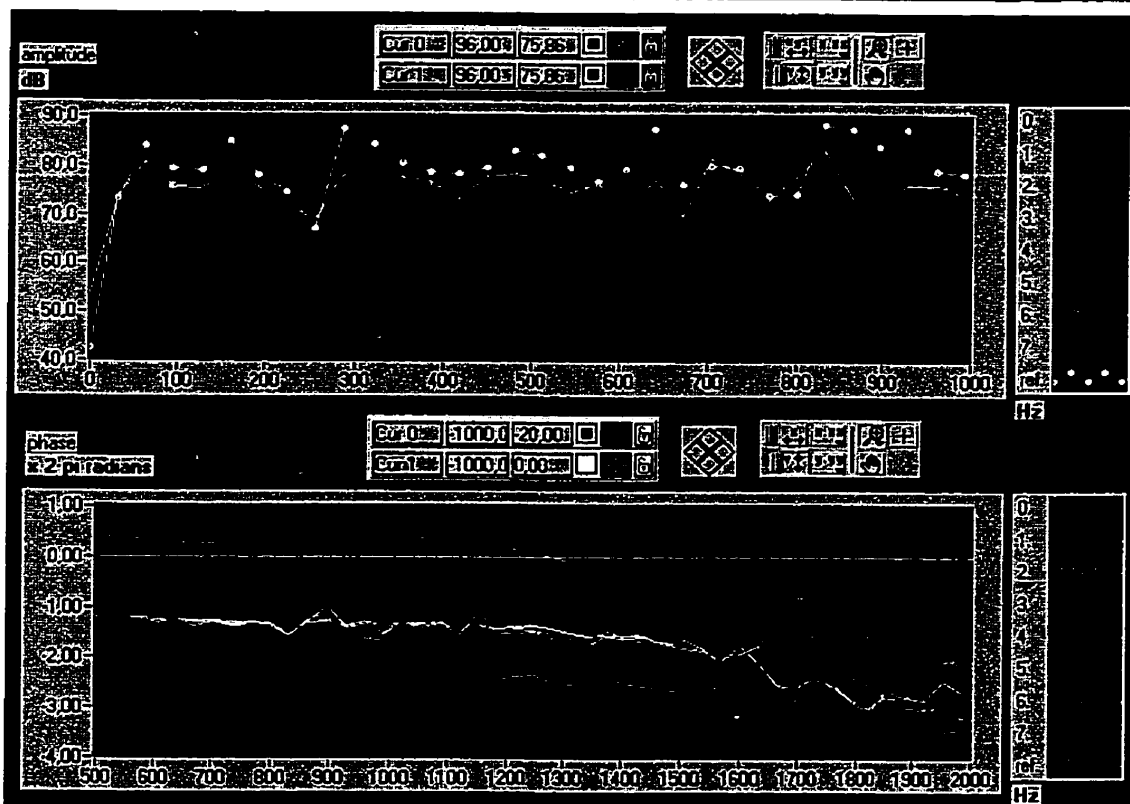
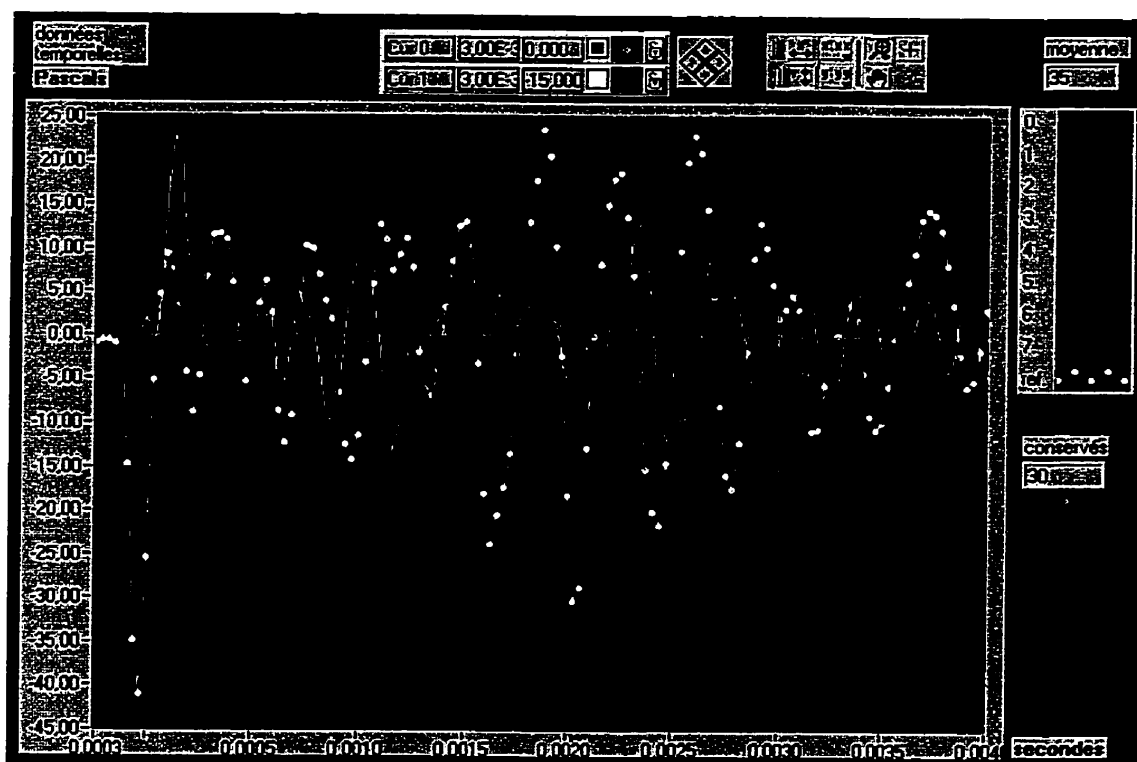
K.3 Programme principal

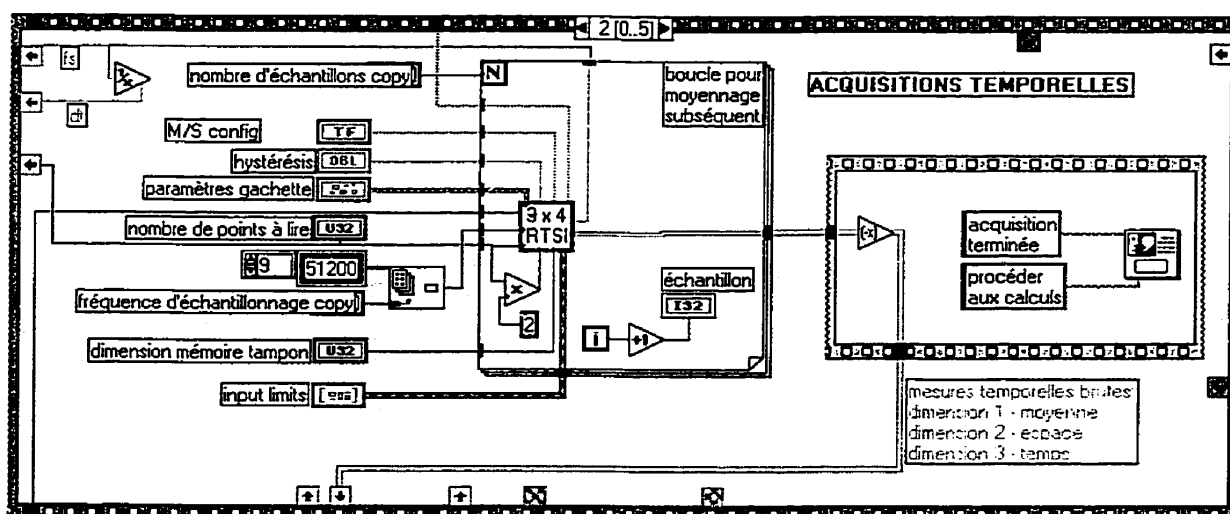
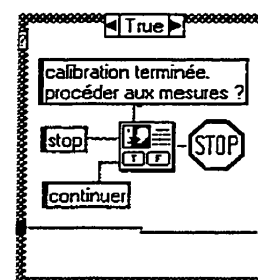
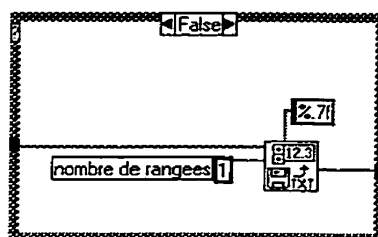
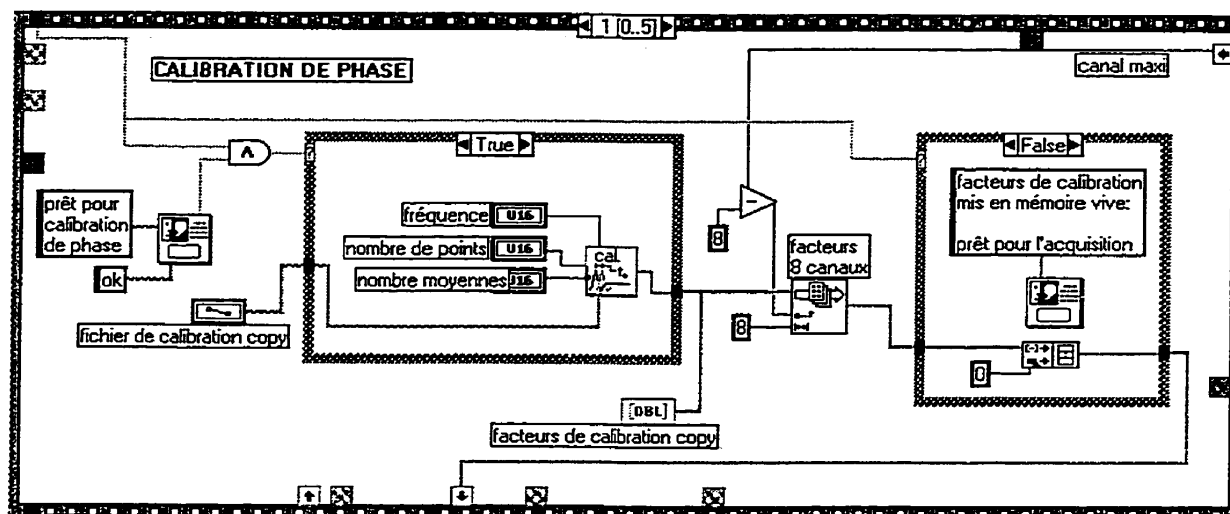
Icône :

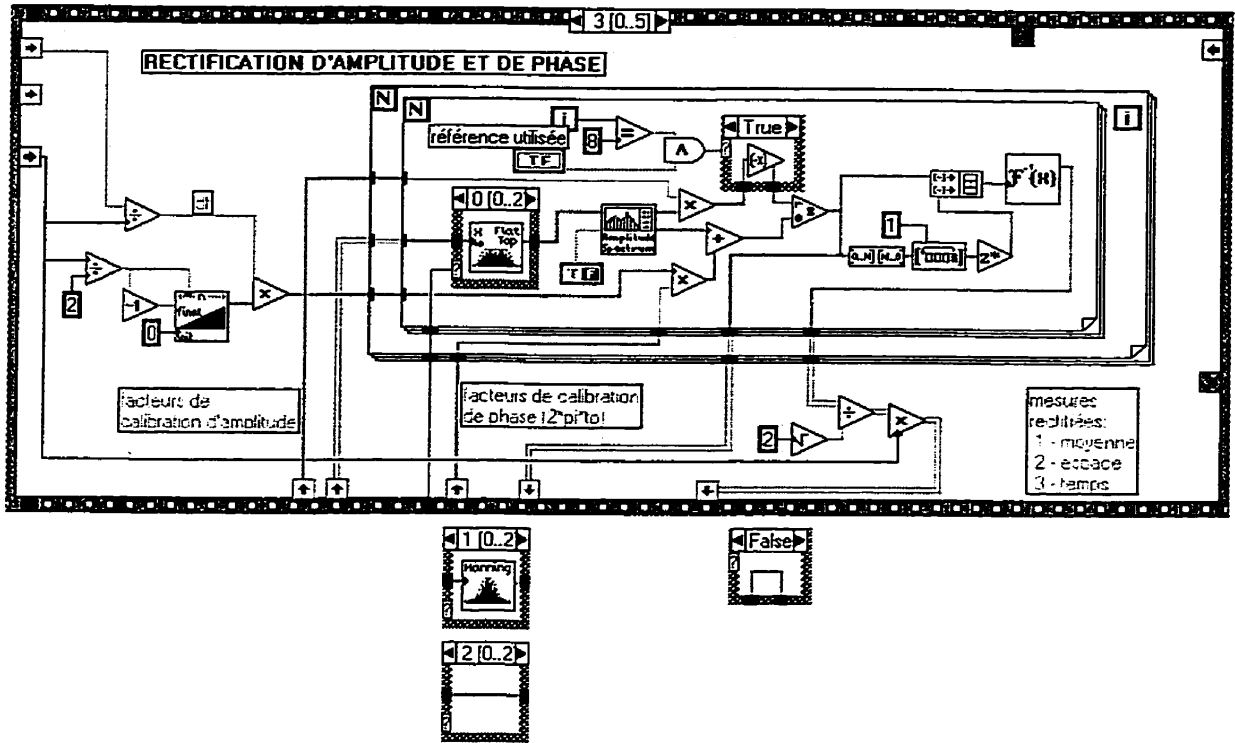


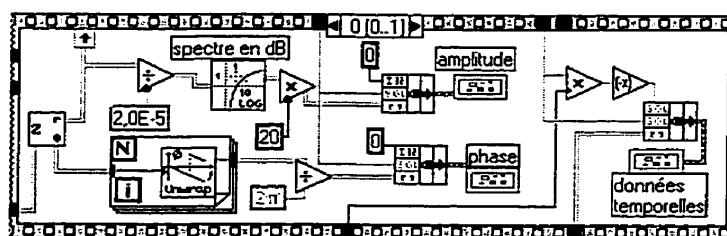
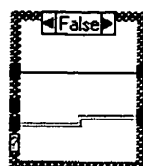
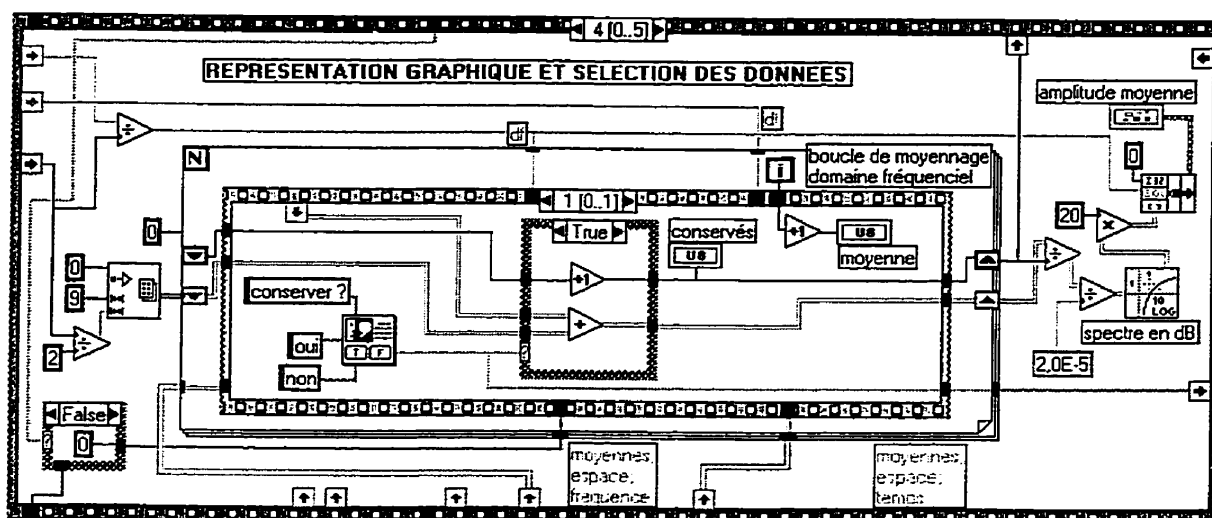
Panneau de contrôle :

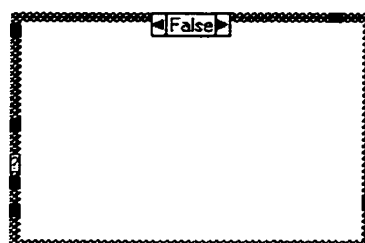
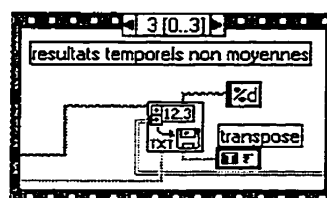
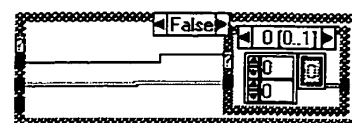
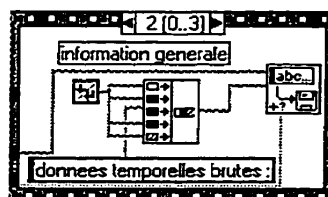
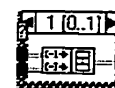
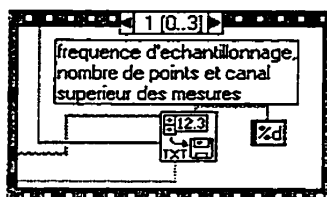
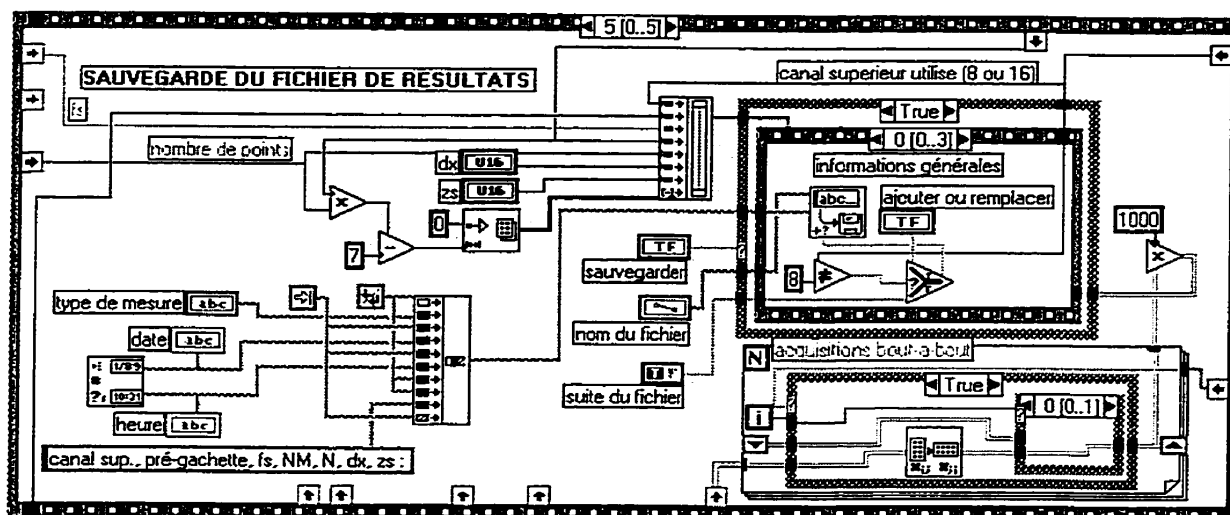
ACQ TEMP MULTI TRIG REF.VI :			
acquisition temporelle - 16 canaux, avec calibration, rectification de phase et gachette			
CALIBRATION D'AMPLITUDE		MESURES	
nombre de canaux : 16	calibration requise ? : oui / non	canaux utilisés : 1-8 / 9-16	références utilisées : B&K / TMS
fréquence d'échantillonnage : 4000	canal : 0 / 1 / 2 / 3	gachette : 0 / 1 / 2 / 3	input limits : 1000 / 5000 / high / low
nombre d'échantillons : 4000	facteurs de calibration : 16 / 32 / 64	fréquence d'échantillonnage : 32000	nombre de points à lire : 1000
nom de calibration : d:\annie\donnees\amp\dat		points pré-gachette : 10	dimension mémoire tampon : 10000
		hystérésis : 0.050	fenêtre temporelle : rectangulaire
		paramètres gachette : canal : 0 / 1 / 2 / 3 / seul : 0 / 400	nombre d'échantillons : 35
CALIBRATION DE PHASE		SAUVEGARDE	
fréquence : 32000	facteurs de calibration : 16 / 32 / 64	nom du fichier : d:\annie\donnees\phase\dat	ajouter ou remplacer : ajouter / remplacer
nombre de points : 2000	nombre moyennes : 10	type de mesure : plaque nue / frappée	date : 5/14/97
nom de calibration : d:\annie\donnees\phase\dat		heure : 4:13 PM	









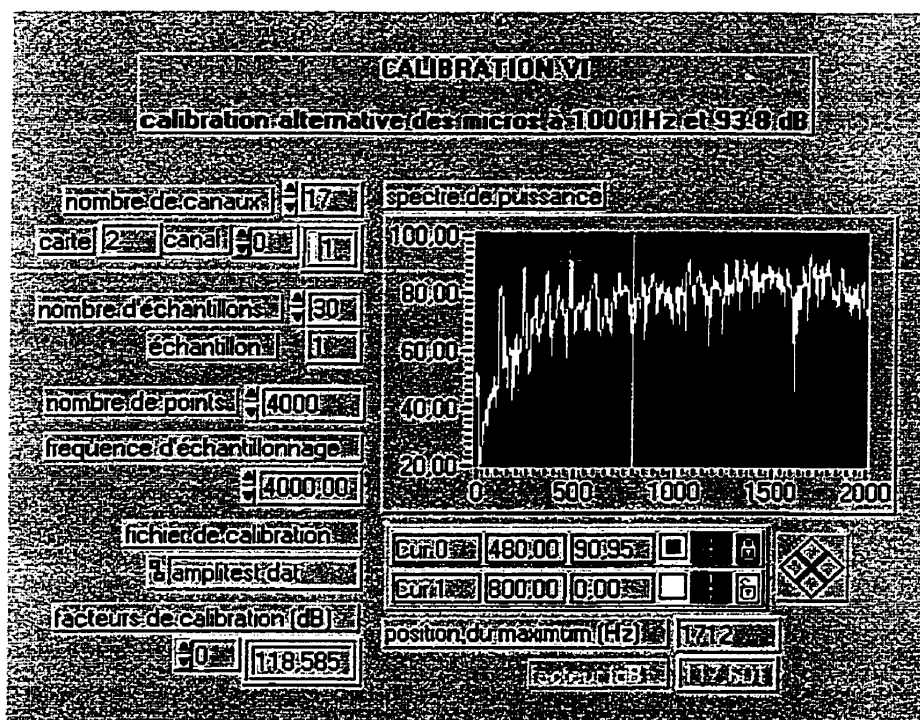


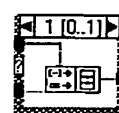
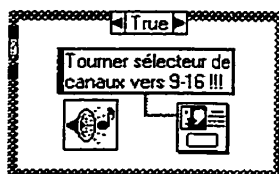
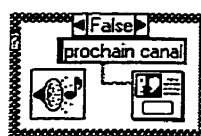
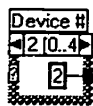
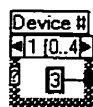
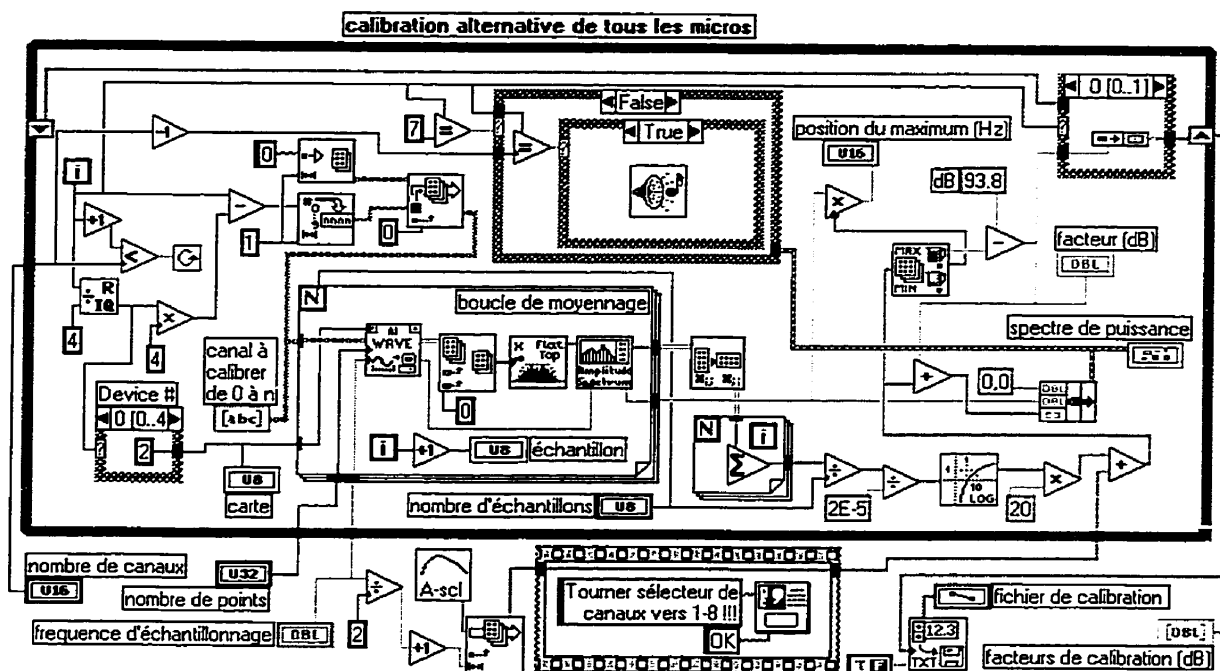
K.4 Programme de calibration d'amplitude

Icône :



Panneau de contrôle :



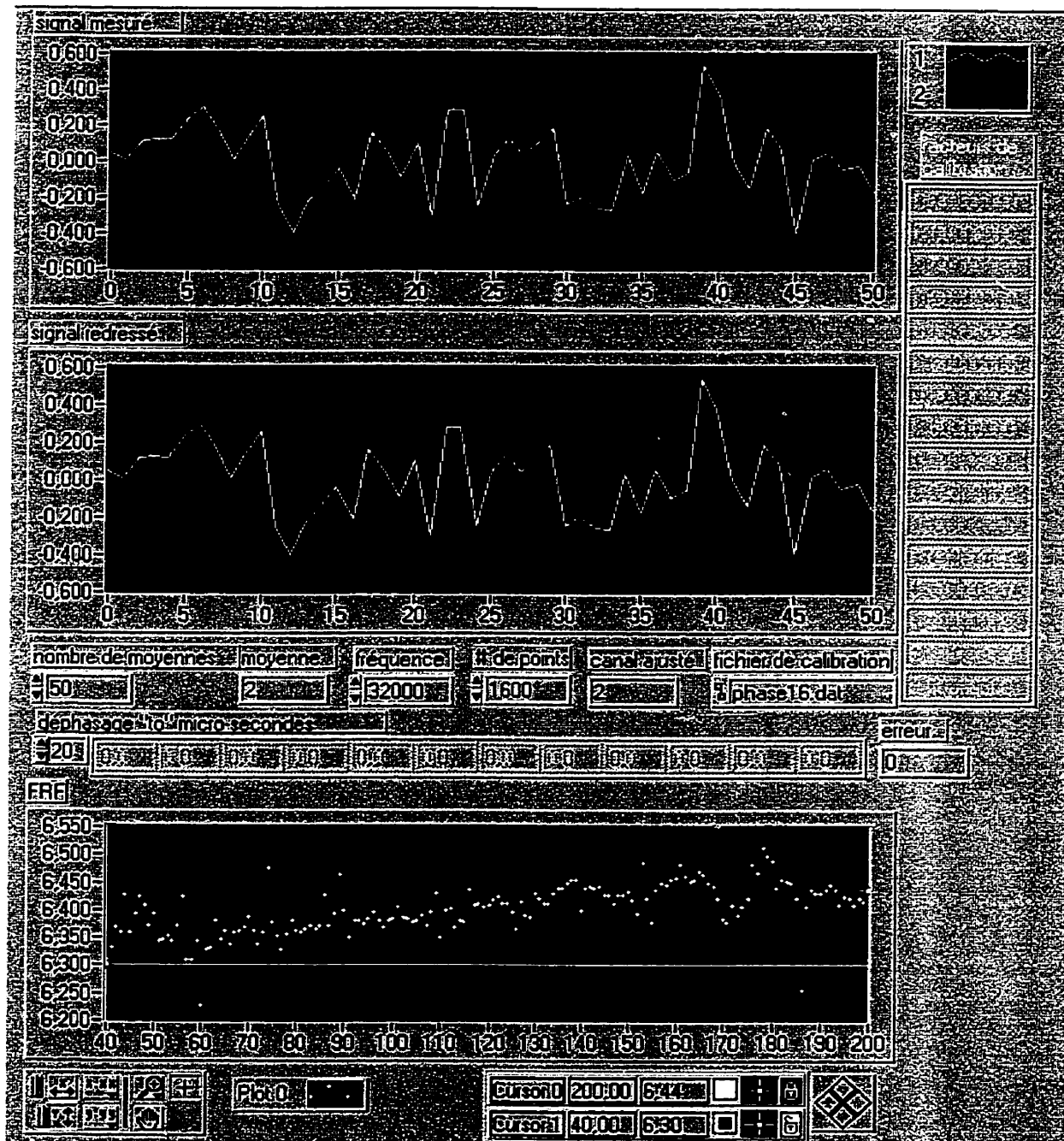


K.5 Programme de calibration de phase

Icône :



Panneau de contrôle :



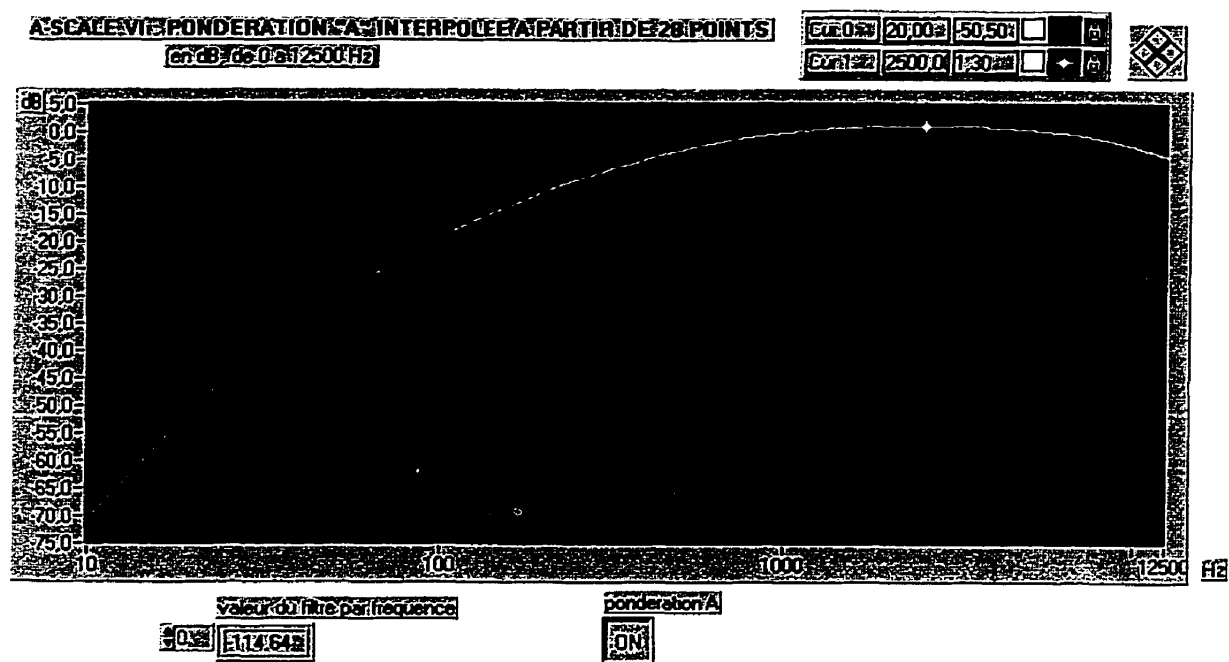


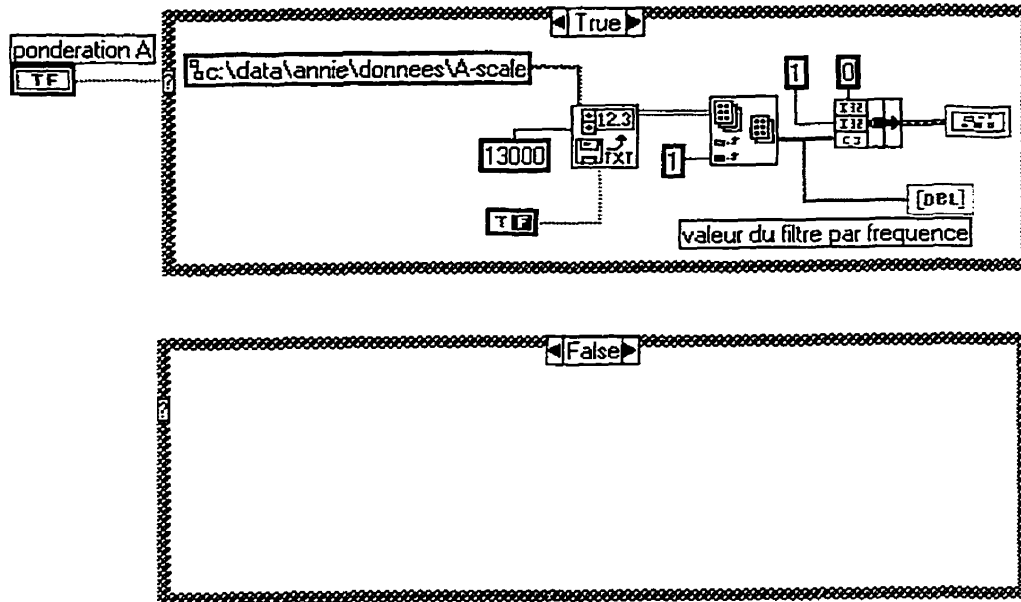
K.6 Programme qui génère le filtre de type A

Icône :



Panneau de contrôle :



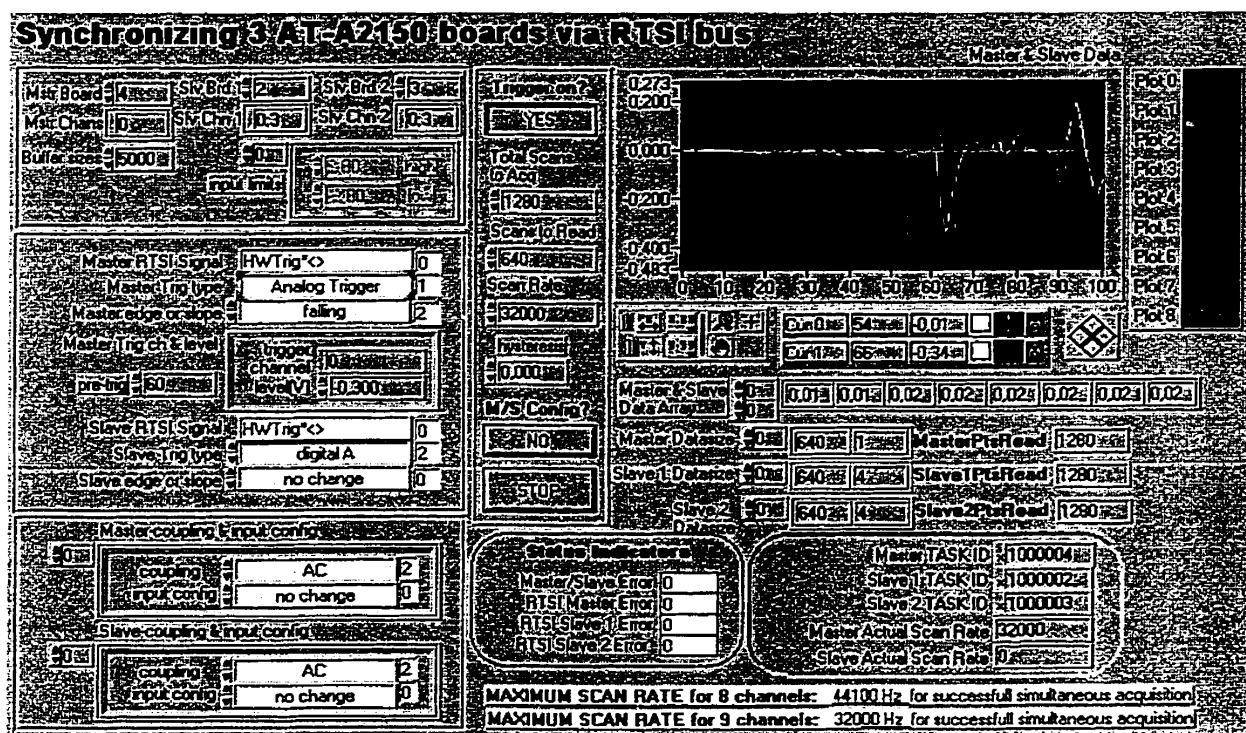


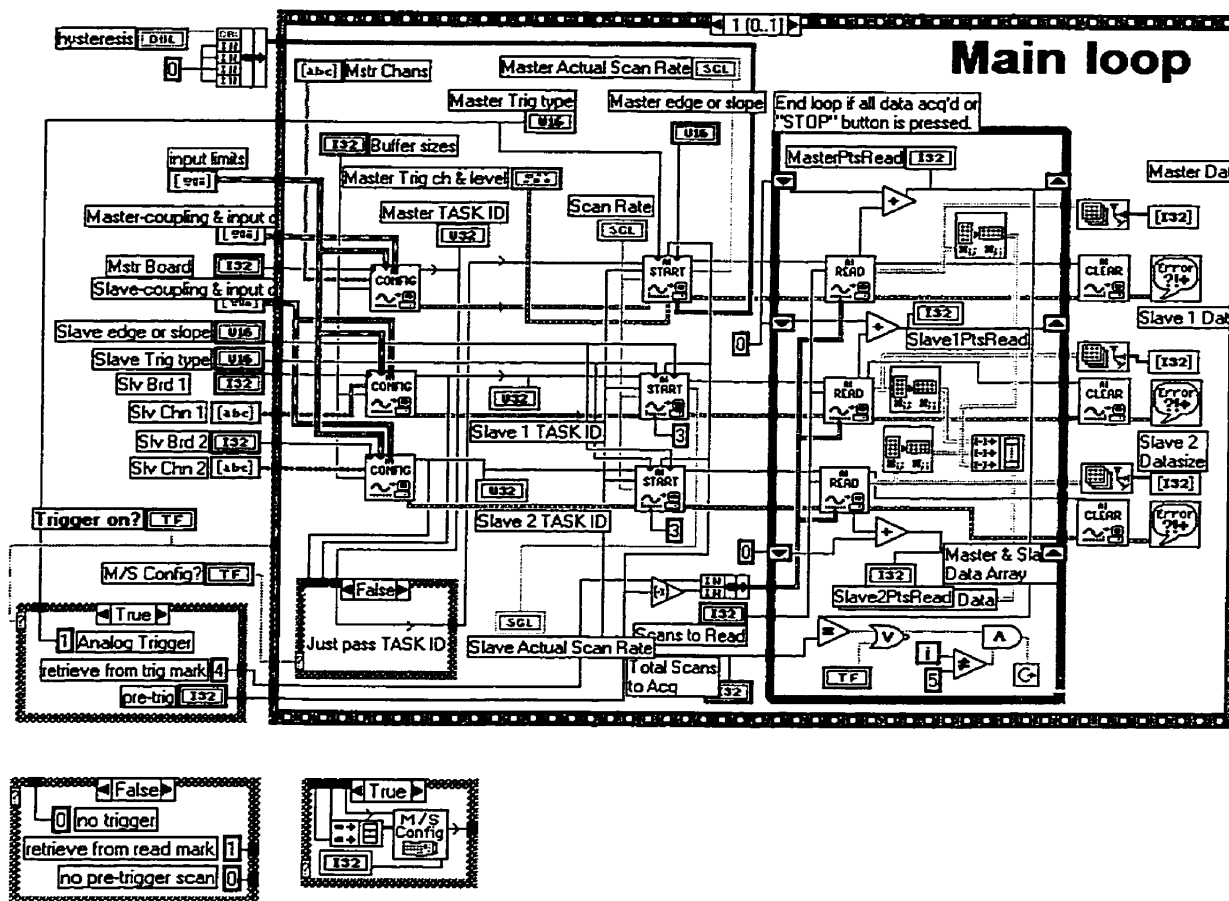
K.7 Programme de synchronisation des cartes d'acquisition

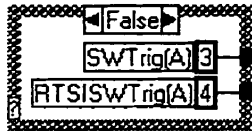
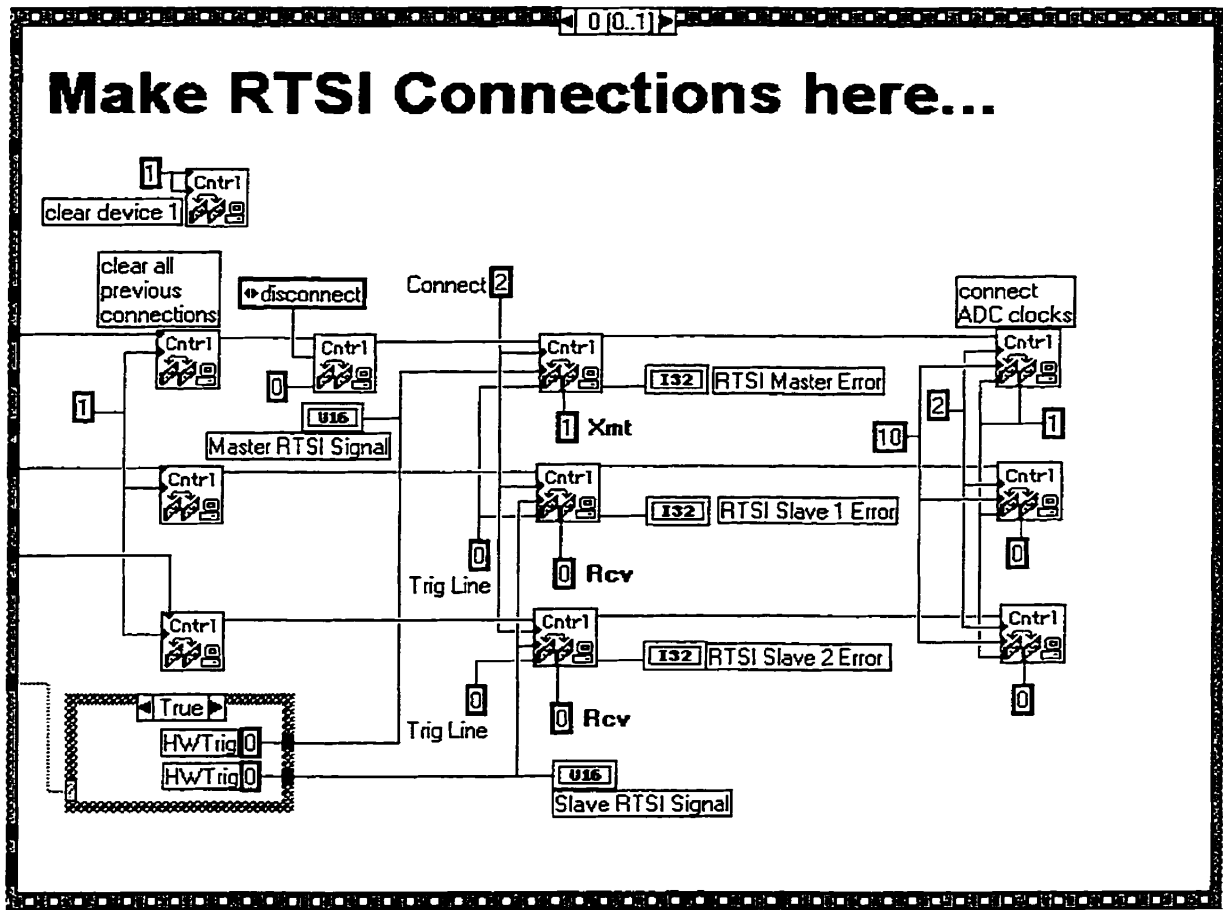
Icône :

3 x 4
RTSI

Panneau de contrôle :








```

clear all;
[fichier,chemin]=uigetfile('c:\these\*.','fichier de données');
P=load([chemin fichier]);
fichier(1:length(fichier)-4)

% La matrice P contient tous les elements temporels, pour chaque
% point spatial. Chaque rangée correspond à un point spatial dans
% une grille carrée MxM. Ils se présentent dans l'ordre suivant:

% x1,y1 ... xm,y1 : x1,y2 ... xm,y2 : ... : x1,ym ... xm,ym

% Chaque rangée contient N éléments temporels, en ordre chronologique
% (to a tn), fois NM échantillons.

% Lecture de certaines donnees essentielles au traitement du signal,
% situées dans la première rangée de P. Ces données, qui portent sur
% le montage experimental, se lisent comme suit:

                                % S = plan des mesures de pression acoustique
                                % H = plan de reconstruction holographique
dx=P(1,5)/1000 % distance entre les micros (metres) dy=dx
zs=P(1,6)/1000 % distance entre le plan S et la source (metres)
fs=P(1,2)      % frequence d'échantillonnage (Hz)
c=343;         % vitesse du son (m/s)
Ro=1.29;       % masse spécifique de l'air (kg / metre cube)
NM=P(1,3)      % nombre d'échantillons dans la moyenne
pre=P(1,1)     % nombre de points pré-gachette

rcf=size(P);
P=permute(reshape(-P,rcf(1),rcf(2)/NM,NM),[2 1 3])/1000; % données en Pa (étaient
en mPa)

rcf=size(P);
P=P(:,2:rcf(2),:);
N=rcf(1);      % nombre de points temporels pour chaque x,y
rcf(2)=rcf(2)-1;
M=sqrt(rcf(2)*8/9); % nombre de points spatiaux en x et en y

df=fs/N; % résolution fréquentielle (Hz)
L=M*dx; % longueur et largeur du grillage de micros (metres)
dk=2*pi/L; % résolution spectrale de l'espace (rad/m)

```

% ETAPE 2 : AMPLITUDE DE RÉFÉRENCE

% -----

% On définit la moyenne des amplitudes de référence, pour pouvoir
% obtenir une relation correcte entre les mesures de divers fichiers.

```
fichier=[fichier(1:length(fichier)-3) 'ref'];
Pref=load([chemin fichier]);
    if fichier(1:length(fichier)-4)=='STSTae'; Pref=reshape(Pref,rcf(1),rcf(3)); end
    if fichier(1:length(fichier)-4)=='STSTse'; Pref=reshape(Pref,rcf(1),rcf(3)); end
% ces fichiers sont enregistrés en vecteur 1 x 36 000
```

```
[Pref1 Pref2]=size(Pref);
href=repmat([ones(Pref1-100,1); exp((-1:-1:-100)/20)'],1,30);
Pref=interpft(Pref.*href,Pref1*10+1);      % précision de 1/320 millisecc.
clear href
Pref=mean(sum(abs(Pref.^2)))/10^6;
    % les données initiales étaient 1000 fois trop grandes
```

% ETAPE 3 : FENETRE TEMPORELLE - HAMMING OU EXPONENTIELLE

% -----

% La fenetre transitoire contiendra 100 points ascendants, 100 points
% formant un plateau a 1.0, puis 824 points descendants.
% Si n=1, la fenetre en cosinus est une Hamming pure, sinon c'est un
% cosinus avec un plateau de longueur 1-1/n.

```
mnu=menu('type de signal ?','stationnaire','transitoire','réverbération','accélération')
```

```
if mnu==2;          % transitoire total
th1=(0:pre-3)/(pre-2);
th2=(0:N-1-(pre-2)-30)/N;
h=[(exp(th1)-1)/1.7183 ones(1,30) exp(-2.5*th2)];
```

```
elseif mnu==3;      % réverbération
th1=(0:pre+19)/(pre+20);
th2=(0:N-(pre+21))/N;
h=[(exp(5*th1)-1)/148.4132 exp(-2.5*th2)];
```

```
elseif mnu==4;      % accélération
h=18; h=[zeros(1,pre) ones(1,h) zeros(1,N-pre-h)];
```

```
elseif mnu==1;      % stationnaire
n=inputdlg({'n = ?'},'1/n = portion de la fenetre affectée par le cosinus',1,{ '8'});
```

```

n=str2num(n{1,1});
lh=N/n;
th=(0:lh-1);
h=0.54-0.46*cos(2*pi*th/(lh-1));
h=[h(1:lh/2) ones(1,N-2*floor(lh/2)) h(lh/2+1:lh)];
      % Hamming (n=1) ou cosine taper (n>1)
end;

href=[zeros(1,6) 0.5 ones(1,pre-3) 0.5 zeros(1,N-pre-5)]*1.414/N;
      % href = fenetre pour signal de reference

h=repmat([repmat(h',1,8) href],[1 rcf(2)/9 rcf(3)])*1.414/N; % *1.414/N pour RMS
"one sided"
clear th1 th2 th href

% ETAPE 4 : TRANSFORMEE DE FOURIER ET REDUCTION DES DONNEES
% -----

% Transformation des donnees temporelles en donnees frequencielles,
% sur chacun des points spatiaux, et pour chaque échantillon.

% La transformation spatiale devra etre effectuee pour chaque
% frequence temporelle, et donc pour chaque rangee de la matrice des
% donnees. Puisqu'on ne s'interesse qu'aux frequences entre 800 et
% 5000 Hz, on ne traitera pas les valeurs superieures a 5000 Hz,
% afin d'economiser l'espace memoire.

pad=menu('grosueur du zero-pad ?','N','2*N','3*N','4*N','6*N','8*N','12*N','24*N');
if pad==5; pad=6;end;
if pad==6; pad=8;end;
if pad==7; pad=12;end;
if pad==8; pad=24;end;
pad
Ns=5000/df; % indice de la frequence 5000 Hz
if Ns<N/2; nn=Ns*pad; else nn=N/2*pad; end; nn=ceil(nn);

P=P.*h;
clear h
P=fft(P,pad*N); % spectre de tous les canaux
PP=P(2:nn+1,:); % on coupe f>min{5000 Hz,fs/2}
clear P
rcf=size(PP); N=rcf(1);

P=PP(:,1:8,:);

```



```
% Auteure:  ANNIE ROSS, Etudiante Ph.D.
%      Ecole Polytechnique, Mécanique appliquée, Montréal
%      composition: mai 1995
%      revision 1: septembre 1996
%      validation: janvier 1997
%      Matlab 5.3: mai 1999
```

% ÉTAPE 1 : LECTURE DES DONNÉES ET CALCULS PRÉLIMINAIRES

```
% -----
% Les données proviennent du programme NAHT.M, qui a préalablement traité les
% valeurs temporelles brutes pour les transformer en fréquences temporelles
% (Hz). Elles sont lues et implantées dans la matrice préalablement nommée P.
```

```
clear j
```

```
% Lecture et calcul de certains paramètres requis ultérieurement.
```

```
mnu=menu('correction des amplitudes selon autre fichier ?', 'oui', 'non');
if mnu==1;
[fichref,cheminref]=uigetfile('c:\these\*.','fichier de référence');
load([cheminref fichref]);
P=P*sqrt(Pref/Prefref);
end;
clear fichref cheminref
```

```
% Chaque colonne de P correspond à un point spatial d'une grille carrée MxM :
% x1,y1 ... xm,y1 : x1,y2 ... xm,y2 : ... : x1,ym ... xm,ym
% avec N éléments fréquentiels, en ordre croissant (fo à fn), jusqu'à un
% maximum de 5 kHz et excluant 0 Hz. Elles seront traitées individuellement.
```

% ÉTAPE 2 : SÉLECTION DES FRÉQUENCES ÉTUDIÉES

```
% -----
xo=M/2+0.5; yo=xo;
xyo=inputdlg({'position en x ','position en y '},'Position de la
source',1,{num2str(xo),num2str(yo)});
xo=str2num(xyo{1,1});
yo=str2num(xyo{2,1});
clear xyo;
```

```
freq=0; while freq<2;          % boucle de répétition des fréquences
```

```
f=inputdlg({'f = '},'fréquence étudiée');
```

```

f=str2num(f{1,1});
i=round(f(1)/df); f=i*df; k=2*pi*f/c;
msgbox(['La fréquence la plus près est ' num2str(f) ' Hz'])

% ÉTAPE 3 : SÉLECTION DE LA POSITION DES PLANS DE RECONSTRUCTION
% -----

if freq==0; zhcell={'[0.025 0.05 0.1]'};end;
zhcell=inputdlg({'zh (mètres) = ?'},'plans de reconstruction',1,zhcell);
zh=str2num(zhcell{1,1});
nplans=length(zh);

% préparation de la fenêtre spatiale

fenetre=menu('appliquer une fenêtre spatiale ?','oui','non');
if fenetre==1;

window=sin(pi*(1:M-1)/M);
window=[window(1:M/2) fliplr(window(1:M/2))];
window=sqrt(window'*window);
for j1=1:M; for j2=1:M;
if window(j1,j2)>.85; window(j1,j2)=.85; end; end; end;
window=window/.85;

end; % (if fenetre)

% préparation du filtre spectral

filtre=menu('appliquer un filtre ?','oui (kc=0.6, alpha=0.2)','oui (spécifier)','oui (filtre
anti-fuites)','non');
if filtre==1; kc=0.6; alpha=0.2;
elseif filtre==4; kc=0.0; alpha=0.0;
elseif filtre==2;
kc=0.3+0.1*menu('valeur de kc','0.4+','0.5+','0.6+','0.7+','0.8+','0.9+','1.0+');
kc=kc-0.01+0.01*menu('valeur de
kc','0.00','0.01','0.02','0.03','0.04','0.05','0.06','0.07','0.08','0.09');
alpha=0.025*menu('valeur de
alpha','0.025','0.05','0.075','0.1','0.125','0.15','0.175','0.2','0.225','0.25');
elseif filtre==3;
alpha=0.05;
kc=(0.89*k+1.475*dk)/pi*dx;
end;

```

% ÉTAPE 4 : BOUCLE DE MOYENNE SUR LES ÉCHANTILLONS

```
% -----
PP=reshape(P(i,:,:),M,M,NM);

% Chaque feuille de PP a la forme suivante: x1,y1 ... xm,y1
%                                     x1,y2 ... xm,y2
%                                     "      "
%                                     x1,ym ... xm,ym
```

% et chaque feuille contient les données d'un seul échantillon.

% ÉTAPE 5 : SPECTRE DE FOURIER SPATIAL (2D) DE LA PRESSION MESURÉE

```
% -----
% Fenêtre spatiale cosine-taper pour réduire les fuites lors du calcul du
% spectre 2D, choisie à cause du faible nombre de points spatiaux de mesure.
% Ceci engendre une perte énergétique maximum de 15% en bordure de fenêtre.
```

```
if fenetre==1; PP=PP.*repmat(window,[1 1 NM]); end;
```

```
if fichier(length(fichier)-4:length(fichier))=='LID13';
PP=[conj(PP(1:3,:,:)); conj(PP(5:8,:,:))]; end; % *** FICHIER DE
VALIDATION ***
```

```
% Le zero-padding important (p*M) sert à augmenter la résolution spectrale.
p=8; PP=fftshift(fft2(PP,p*M,p*M)); % fft2 appliqué sur chaque colonne de chaque
feuille
tata=PP;
% kx, ky et kz sont les fréquences spatiales
kx=meshgrid(-p/2*M:p/2*M-1)*dk/p;
kz=repmat(sqrt(k^2*ones(p*M,p*M)-kx.^2-kx'.^2),[1 1 NM]);
```

% le filtre sert à réduire le bruit dans les ondes évanescentes

```
if kc~=0;
kr=kc*M*pi/L; % fréquence de coupure
kr=sqrt(kx.^2+kx'.^2)/kr;
filtre=exp(-abs(1-kr)/alpha)/2;
for j1=1:length(kx); for j2=1:length(kx);
if kr(j1,j2)<1; filtre(j1,j2)=1-filtre(j1,j2); end;
end; end; clear kr j1 j2
end; % if kc
```

```

filtre=repmat(filtre,[1 1 NM]);
kx=repmat(kx,[1 1 NM]);
ky=permute(kx,[2 1 3]);

```

% ÉTAPE 6: RECONSTRUCTION SPATIALE DES PRESSIONS, VITESSES ET INTENSITÉS

```

% -----

```

```

I=cell(4,nplans);
plan=0;

```

```

for zsh=zh-zs; % distance (m) entre les plans S de mesure et H de calcul
if kc~=0; PP=tata.*exp(j*zsh*kz).*filtre;
else PP=tata.*exp(j*zsh*kz);end;

```

```

Px=ifft2(fftshift(PP.*kx)); Px=Px(1:M,1:M,1:NM); % vitesse x
Py=ifft2(fftshift(PP.*ky)); Py=Py(1:M,1:M,1:NM); % vitesse y
Pz=ifft2(fftshift(PP.*kz)); Pz=Pz(1:M,1:M,1:NM); % vitesse z
PP=ifft2(fftshift(PP)); PP=PP(1:M,1:M,1:NM); % pression

```

```

Ix=real(PP.*conj(Px))/2/Ro/c/k; % intensité x
Iy=real(PP.*conj(Py))/2/Ro/c/k; % intensité y
Iz=real(PP.*conj(Pz))/2/Ro/c/k; % intensité z
PP=abs(PP); % pression RMS

```

```

Ix=squeeze(mean(permute(Ix,[3 1 2]))); % moyennes sur les échantillons
Iy=squeeze(mean(permute(Iy,[3 1 2])));
Iz=squeeze(mean(permute(Iz,[3 1 2])));
PP=squeeze(mean(permute(PP,[3 1 2])));

```

```

% I=real(P.*conj(V)) équivaut à I=abs(P).*abs(V).*cos(angle(P)-angle(V))

```

```

plan=plan+1;
I{1,plan}=PP; % résultats intégrés en une seule matrice
I{2,plan}=Ix;
I{3,plan}=Iy;
I{4,plan}=Iz;

```

```

end; % for zsh

```

% ÉTAPE 7: REPRÉSENTATION DES VECTEURS D'INTENSITÉ ET DES CONTOURS D'AMPLITUDE

% -----

```

for plan=1:nplans; zplan=zh(plan);

PP=I{1,plan};
Ix=I{2,plan};
Iy=I{3,plan};
Iz=I{4,plan};

mx=abs(max(max(Iz)))/8;
Ix=Ix(:)/mx; Iy=Iy(:)/mx; Iz=Iz(:)/mx; % intensités normalisées
oxy=meshgrid(1:M); ox=oxy(:); oy=oxy(:); oz=zeros(1,M^2);
Ix=[ox;ox+Ix]; Iy=[oy;oy+Iy]; Iz=[oz;oz+Iz];

figure; line(Ix,Iy,Iz); view(3);
title('VECTEURS D'INTENSITÉ');
xlabel(['fréquence = ' num2str(f) ' Hz']);
ylabel(['distance = ' num2str((zplan)*100) ' cm']);
zlabel(['facteur multiplicatif = ' num2str(mx)]);
if min(min(Iz))==max(max(Iz)); ax=min(min(Iz))+1; else ax=max(max(Iz)); end;
axis([0 M 0 M min(min(Iz)) ax]);
x=(1:M); for y=(1:M); y=ones(size(x))*y; text(x-.03,y-.05,zeros(size(x)),'*'); end; %
micros
text(xo-0.05, yo+.02,0,'o'); % source
text(M+1, 0, 0, 'X'); text(-M/8, M*3/4, 0, 'Y'); text(0, M, ax*1.1, 'Z');

figure;
Prf=0.00002;
y2=8; if fichier(length(fichier)-4:length(fichier))=='LID13'; y2=7; end; %***
iv=4;
[x,y] = meshgrid((1:8),(1:y2)); %***
[x1,y1] = meshgrid((1:1/iv:8),(1:1/iv:y2)); %***
PP=griddata(x,y,PP(1:y2,:),x1,y1); %***
mnu=menu('Spécifier amplitudes ? ','oui (entrer nouveaux niveaux)',...
        'non (niveaux définis précédemment)','non (10 courbes uniformes)',...
        'non (courbe à chaque dB)');
if mnu==1; v=inputdlg({'nouveau vecteur'},'amplitudes de niveaux',1,{'[
]'});v=str2num(v{1,1});
elseif mnu==2; mnu=1;
elseif mnu==3; cs=contour3(20*log10(PP/Prf),10);
elseif mnu==4; v=(40:120); mnu=1;
end;

```

```

if mnu==1;
cs=contour3(20*log10(PP/Prf),v); % PP = pression moyenne en dB
end;
clabel(cs)
max(max(cs))
title('NIVEAU DE PRESSION SONORE');
xlabel(['fréquence = ' num2str(f) ' Hz']);
ylabel(['distance = ' num2str((zplan)*100) ' cm']);
zlabel('amplitude (dB)');
Axs=axis; axis([0 iv*M 0 iv*M Axs(5) Axs(6)]);
view(2)
x=(1:iv:(M-1)*iv+1); for y=(1:iv:(M-1)*iv+1); y=ones(size(x))*y;
text(x-.12,y-.4,zeros(size(x)),'*'); end; % micros
text(iv*(xo-1)+1-0.15,iv*(yo-1)+1+.02,0,'o'); % source
text(iv*M+1, 0, 0, 'X'); text(-iv*M/8, iv*M*3/4, 0, 'Y');

Ix(:,25:32)
Iy(:,25:32)
Iz(:,25:32)
mx
end; % for plan

% RETOUR À L'ÉTAPE 2 (SÉLECTION DES FRÉQUENCES)
% -----

freq=menu('nouvelle fréquence ?', 'oui', 'non'); end; % while freq

% FIN DU PROGRAMME
% -----

```